PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 11 am 18. Mai 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

O. Hahn u. L. Meitner, Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente. S. 321.

H. M. Dadourian, Über die Bestandteile der atmosphärischen Radioaktivität. S. 333.

D. Smirnow, Über den täglichen Gang des Potentialgefälles. S. 337.

P. Zeeman, Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts. S. 340.

O. M. Corbino, Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. S. 344.

J. Koenigsberger u. K. Schilling, Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen. S. 347.

Besprechungen:

E. Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. S. 352.

J. Noebels, A. Schluckebier u. O. Jentsch, Telegraphie und Telephonie. S. 352.

O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie. S. 352.

F. Hoppe, Projekte etc. für elektrische Licht- und Kraftanlage. S. 352.

Personalien. S. 352.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

In einer Mitteilung über die Strahlung der Thoriumprodukte [1]) wurde die Angabe gemacht, daß nicht, wie man vorher annahm, nur der aktive Beschlag des Thors β-Strahlen aussendet, sondern daß auch das Mesothorium typische β-Strahlen emittiert. In jüngster Zeit wurde außerdem gezeigt, daß das Mesothor keine einheitliche Substanz vorstellt, sondern aus zwei Produkten besteht, von denen das erste — das Mesothorium 1 — sich mit seiner langsamen Zerfallsperiode in das zweite — das Mesothorium 2 — umwandelt, dessen eigener Zerfall in das Radiothor mit einer Periode von 6,20 Stunden erfolgt. [2]) Der Einfachheit halber wurde für das erste Produkt der Name Thorium 1, für das folgende der Name Thorium 2 vorgeschlagen.

Der ursprüngliche Zweck der vorliegenden Arbeit war der, die β-Strahlen des Mesothors mit denen des aktiven Beschlages zu vergleichen, um dadurch einen Schluß auf ihr Durchdringungsvermögen und ihre Geschwindigkeit ziehen zu können.

Die große Zahl von Arbeiten, die gerade in der letzten Zeit über die β-Strahlen der verschiedenen Radioelemente erschienen sind, haben gezeigt, daß bei den Absorptionsmessungen mittelst Metallfiltern durchaus nicht der wahre Absorptionskoeffizient für die benutzten Metalle bestimmt wird; denn die Verhältnisse werden durch die auftretenden verschiedenartigen Sekundärstrahlen, durch reflektierte Strahlen usw. derart verwickelte, daß verschiedene Versuchsanordnungen fast immer verschiedene Versuchsergebnisse zur Folge haben. Die in der Folge häufig benutzten Ausdrücke, wie Absorptionsmessungen, Absorptionsbefunde etc. beziehen sich auch nur auf direkt ermittelte Versuchsergebnisse, geben also die Summe der gesamten komplexen Erscheinungen wieder und sehen von dem eigentlichen oder „wahren" Absorptionskoeffizienten ab.

Heinrich Willy Schmidt hatte schon vor längerer Zeit die Ansicht vertreten, daß einheitliche β-Strahlen in ihrer Absorption durch Metalle einem Exponentialgesetz folgen und daß Abweichungen davon wohl auf verschiedene Gruppen von β-Strahlen zurückzuführen seien. Bei seinen Versuchen, die mit Aluminiumfiltern ausgeführt waren, wurden reflektierte, gestreute etc. Strahlen noch nicht in Berücksichtigung gezogen. [1])

Gegen die Auffassung von H. W. Schmidt wendet sich Bragg [2]), der angibt, daß es bei den Absorptionsmessungen sehr wesentlich darauf ankomme, ob die zu prüfenden β-Strahlenprodukte in dünner oder in dicker Schicht zur Verwendung kommen. Bragg kommt zu dem Schlusse, daß man bei einer einheitlichen β-Substanz, wenn sie in sehr dünner Schicht vorliegt, eine Absorption nach einem einfachen Exponentialgesetz gar nicht erwarten darf, da die schrägen Strahlen in dem absorbierenden Filter einen längeren Weg zurückzulegen haben, als die senkrechten, und daher stärker absorbiert werden. Je dicker dann die Schicht wird, desto weniger schräge Strahlen gelangen zum Austritt, desto mehr folgt die Absorption dem Exponentialgesetz. Bragg gibt als Beleg für seine Auffassung einige Absorptions-

1) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 3304, 1907.
2) O. Hahn, diese Zeitschr. **9**, 246, 1908.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **21**, 1906.
2) Bragg, Trans. Roy. Soc. South Australia **31**, 79, 1907.

kurven des aktiven Beschlages von Radium, wenn dieses einmal in unendlich dünner, das andere Mal in dicker Schicht vorliegt. In der Tat werden die Kurven für die dickere Schicht sehr viel flacher und nähern sich dem Exponentialgesetz, während dies bei der dünnen Schicht bei weitem nicht der Fall ist.

Leider gibt Bragg nicht an, ob er reines Radium C vor sich hatte, oder den ungetrennten Niederschlag $A+$, $B+C$ beziehungsweise $B+C$, ob er also einen β-Strahler oder deren zwei untersucht.

Im Hinblick auf die voneinander abweichenden Erklärungen der genannten Forscher suchten wir das eingangs angedeutete Ziel insofern zu erweitern, als wir sowohl das Mesothor wie auch den aktiven Thorbeschlag in verschieden dicken Schichten und unter variierten Bedingungen zur Messung brachten.

Dabei traten Erscheinungen zutage, die uns veranlaßten, auch der Strahlung des aktiven Niederschlags ein besonderes Interesse zuzuwenden, und zum Vergleiche noch andere β-Strahlenprodukte in den Kreis der Untersuchung zu ziehen.

Es gelangten schließlich die folgenden Substanzen zur Messung:

1. Thorium 1 + Thorium 2 (Mesothor); Thorium 2;
2. Thorium $A + B + C$; Thorium A in großen Überschuß; Thorium $B + C$;
3. Uran + Uran X im Gleichgewicht; Uran X;
4. Radium;
5. Radioblei; Radium E_2.

Man sieht aus der Zusammenstellung, daß alle β-Produkte außer dem Aktinium in die Untersuchung einbezogen worden sind. Beim Radium wurde wegen der geringen z. Z. zur Verfügung stehenden Menge eine Trennung in die einzelnen Produkte nicht vorgenommen.

Die Versuchsanordnung war so gewählt, daß sie innerhalb gewisser Grenzen variiert, aber immer wieder leicht auf eine Normalstellung gebracht werden konnte. Die verschiedenen β-Produkte ließen sich so unter äußerlich identischen Bedingungen zur Untersuchung bringen.

Als absorbierendes Mittel wurde fast immer Aluminium verwendet, und die später folgenden Kurven beziehen sich nur auf dieses Metall.

Als Meßinstrument diente ein verschlossenes β-Strahlenelektroskop, wie es zuerst von C. T. R. Wilson benutzt wurde.[1]) Das kreisrunde Messinggefäß hatte am Boden eine Öffnung von nahezu 8,5 cm Durchmesser, die luftdicht mit Aluminiumfolie von 0,045 mm Dicke verschlossen war. Die Höhe des Gefäßes betrug 17 cm, der Durchmesser 13 cm. Zur Isolation diente Bernstein. Das aufgeladene Aluminiumblättchen war zur besseren Ablesung mit einem Kurzschen Quarzfaden versehen. Der natürliche Abfall blieb über lange Zeit befriedigend konstant und betrug im Durchschnitt 0,11 bis 0,12 Teilstriche pro Minute. Die den unteren Ausschnitt des Elektroskops bedeckende Aluminiumfolie entsprach in ihrem Hemmungsvermögen etwa 7 cm Luft; die aktive Substanz befand sich in der Regel 3 cm unter dem Elektroskop, so daß selbst die sehr schnellen α-Strahlen des Thorium C (Durchdringungsvermögen 8,6 cm) nicht mehr in das Elektroskop ionisierend eindringen konnten. Natürlich würde das selbe der Fall gewesen sein für β-Strahlen, deren Durchdringungsvermögen das der α-Strahlen nicht übertrifft, wie z. B. für die sehr langsamen β-Strahlen des Uran X.[1]) Die eigentlichen β-Strahlen dringen dagegen in das Instrument ein und werden je nach ihrem Durchdringungsvermögen darin teilweise oder ganz ausgenutzt.

Die untersuchten Substanzen gelangten auf flachen Porzellandeckeln von einem Durchmesser von 4 bis 5 cm zur Messung. Die absorbierenden Folien waren alle gleich groß und hatten die Form des Ausschnittes im Elektroskop, also einen Durchmesser von 8,5 cm. Sie wurden auf einen Messingring aufgelegt und mit einem flachen Ringe beschwert. Das Elektroskop war auf ein 17 cm hohes Holzgerüst aufgeschraubt, so daß man den Abstand der zu untersuchenden Substanz vom Elektroskop in weiten Grenzen variieren konnte. Im allgemeinen wurde indes immer dieselbe Stellung — etwa 3 cm vom Elektroskop entfernt — gewählt, und der Ausdruck „normale Stellung" bezieht sich auf diese Anordnung.

1. Mesothor.

Wie in einer früheren Mitteilung gezeigt worden ist, kann man das Mesothor einerseits aus Monazitsandrückständen herstellen, andrerseits aus alten Thorpräparaten des Handels. Die aus Monazitsand hergestellten Mesothorpräparate enthalten in der Regel nicht unbeträchtliche Mengen von Radium, aber auch das aus alten reinen Thoriumpräparaten hergestellte Mesothor ist nicht ganz radiumfrei, denn mit dem Thor wird ja aus dem Monazitsand das Mutterprodukt des Radiums, das Ionium, abgeschieden, das dann seinerseits im Verlauf der

1) Eine Skizze dieses Elektroskops befindet sich z. B. in Rutherford (Levin), „Radioaktive Umwandlungen" S. 31.

1) Levin, diese Zeitschr. **8**, 585, 1907 und Heß, Wien. Ber. 116, IIa, 1907.

Jahre Radium in konstantem Betrage liefert.[1]) Je älter daher die Thorpräparate sind, desto höher ist ihr Gehalt an Radium. Doch ist die Aktivität, wenn man die β-Strahlen des Mesothors mit denen des darin enthaltenen Radiums vergleicht, mindestens von der Größenordnung 1000 : 1, so daß der Radiumgehalt in diesen Präparaten vernachlässigt wurde.

Eine große Schwierigkeit liegt darin, das Mesothor völlig frei von Radiothor und seinen Zerfallsprodukten oder von Thorium X + Zerfallsprodukten zu erhalten. Frisch aus Thorpräparaten hergestelltes Mesothor enthält nämlich beträchtliche Mengen von Thorium X. Wartet man, bis das Thorium X völlig zerfallen ist, so hat sich wieder aus dem Mesothor etwas Radiothor zurückgebildet und mit dem Radiothor natürlich neues Thorium X. Will man also ein ganz reines Mesothor herstellen, so kann man so verfahren, daß man während der Zeit, in der das ursprünglich vorhandene Thorium X zerfällt, das neugebildete Radiothor von Zeit zu Zeit abtrennt. In dieser Weise wurde gearbeitet, um für die Aufnahme der β-Kurven das geeignete Material zu erhalten. Um die Absorptionskurven für dicke und dünne Schichten aufzunehmen, wurde einmal die wenige Milligramme betragende mesothoriumhaltige Substanz gleichmäßig auf dem Porzellandeckel ausgebreitet, das andere Mal das Mesothor mit einem großen Überschuß von Kalziumkarbonat gemischt, nach dem Auflösen gemeinschaftlich gefällt, und die so erhaltene gleichmäßige Mischung von wenigen Milligramm mesothorhaltiger Substanz mit 1,5 bis 2 Gramm inaktivem Kalziumkarbonat gemessen.

Die erhaltenen Resultate zeigt Figur 1, Kurve A und Kurve B.

In der Figur geben die Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien, deren Dicke 0,045 mm betrug, die Ordinaten die Logarithmen der gefundenen Aktivität. Selbstverständlich ist bei allen Messungen der natürliche Abfall berücksichtigt.

Man erkennt aus den Kurven, daß weder bei dicken, noch bei dünnen Schichten die Absorption in Aluminium nach einem reinen Exponentialgesetz erfolgt. Wie zu erwarten, ist die Abweichung für dünne Schichten größer als für dicke. Das verwendete reine Präparat war nicht stark genug, um die Messungen weiter als bis etwa 3,5 Proz. der Anfangsaktivität fortzusetzen.

Da das Mesothor komplex ist, so haben wir zur Kontrolle auch eine Absorptionsmessung mit reinem Thorium 2 ausgeführt. Das Thorium 2 wurde in der früher angegebenen

1) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 4415, 1907.

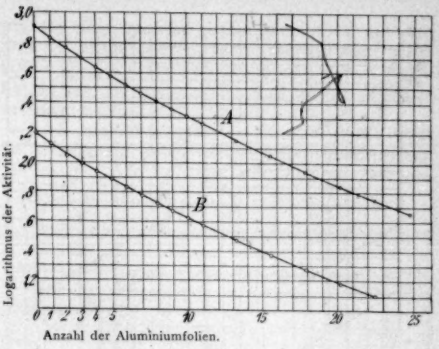


Fig. 1.

Weise[1]) abgetrennt, und die erhaltenen Werte für den mit 6,2 Stunden erfolgenden Zerfall korrigiert. Die erhaltenen Kurven waren dieselben, wie die Kurve A. Auf die Deutung der Kurven kommen wir weiter unten noch zurück.

Aktiver Beschlag des Thoriums.

Als Ausgangsmaterial für die Herstellung des aktiven Beschlages diente ein starkes Radiothorpräparat von hohem Emanationsvermögen. Der aktive Niederschlag wurde an einem negativ geladenen Draht gesammelt und konnte durch Auflösen in verdünnter Säure und Eindampfen in einem flachen Porzellandeckel in fast unendlich dünner Schicht zur Untersuchung verwendet werden. Um die β-Strahlen des aktiven Niederschlags in dicker Schicht zu untersuchen, wurde folgendermaßen verfahren. Eine hinreichende Menge von Radiothor wurde mit einem großen Überschuß von Cernitrat gemischt und die schwachsaure Lösung der beiden Substanzen mit Oxalsäure gefällt. Das ausgefällte Oxalat wog trocken etwa 1,5 bis 2 Gramm.

Es ist durch Levin und andere nachgewiesen, daß weder das Radiothor noch das Thorium X β-Strahlen aussendet. Die in dem obigen Präparat zur Messung gelangenden β-Strahlen stammen daher ausschließlich aus dem aktiven Niederschlag $Th\ A + B + C$.

Unter sonst gleichen Bedingungen wurde nun die Messung an diesem und dem vorher erwähnten Präparat in dünner Schicht vorgenommen. Die erhaltenen Resultate zeigt Fig. 2, Kurve A, B und C, wo wiederum die Kurve A für dünne, B die Messung für die dicke Schicht vorstellt.

1) l. c.

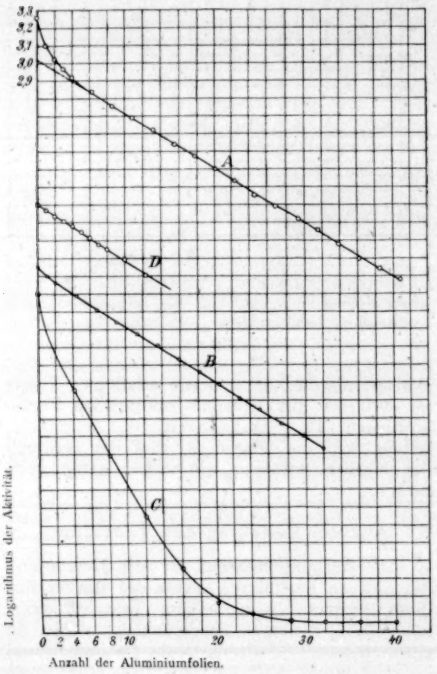


Fig. 2.

Die Abweichung vom Exponentialgesetz ist hier bei der Kurve A sehr stark ausgeprägt, während die Kurve B schon nach wenigen Blättern fast genau exponential verläuft.

Kurve C zeigt das Resultat einer Messungsreihe in dünner Schicht mit Aluminiumfiltern, von denen jedes einzelne 0,52 mm stark war. Hier wurde die Messung bis zu ausgesprochenen γ-Strahlen festgesetzt. Natürlich ist für diese Kurve ein anderes Maßstabverhältnis gewählt.

Es ergab sich demnach hier ein derart beträchtlicher Unterschied gegen das Verhalten des Mesothors, daß wir daran gingen, den aktiven Niederschlag in seine Bestandteile zu zerlegen, um zu eindeutigen Resultaten zu gelangen.

v. Lerch[1]) hatte zwar schon nachgewiesen, daß Thorium A eine gewisse β-Strahlung aussendet, doch waren die von ihm beobachteten Unterschiede in der Gesamtionisation derart gering, daß wir nicht erwarten konnten, in dieser β-Strahlung eine Erklärung für die Abweichung der Radiothorkurven von denen des Mesothors zu finden.

Das von uns gewonnene Resultat war nun ganz unerwartet, indem sich zeigte, daß die β-Strahlen des Thorium A sehr stark ionisierende Wirkungen aufwiesen.

Inzwischen ist bereits von v. Lerch eine neue Arbeit erschienen[1]), die eindeutig zeigt, daß den Strahlen des Thorium A eine starke Ionisationsfähigkeit zuzuschreiben ist. v. Lerch schloß in diesem Falle die vorherrschende Ionisation der α-Partikeln des aktiven Niederschlags aus und gelangte zu dem Resultat, daß die β-Strahlen des Thorium A etwa 28 Proz. von der gesamten β-Strahlung des Beschlags ausmachten, der Größenordnung nach also ebensoviel als das Thorium $B + C$ selbst.

Da unsere Versuche nicht zu dem Zweck vorgenommen waren, das Verhältnis der Strahlung des Thorium A zu dem der Strahlung des Thorium $B + C$ zu bestimmen, sondern um die Gesetzmäßigkeit bei der Absorption der beiden Arten von β-Strahlen aufzuklären, so möchten wir trotz der v. Lerchschen Arbeit diese Verhältnisse etwas eingehender beleuchten.

v. Lerch[2]) hat gezeigt, daß sich Thorium $B + C$ sehr leicht getrennt von Thorium A herstellen läßt, wenn man in eine saure Auflösung des aktiven Niederschlags ein Nickelblech eintaucht. Auf dem Nickelblech scheidet sich das Thorium $B + C$ aus, was man an der charakteristischen Zerfallskonstante von 60 Minuten erkennt. Nach dieser Methode stellten wir uns Thorium $B + C$ getrennt von Thorium A her und machten Absorptionsmessungen. Das Nickelblech war auf einer Seite durch eine Schicht von Schellack geschützt, damit die andere Seite eine einheitliche dünne Strahlenquelle ergebe.

Fig. 2, Kurve D zeigt, daß die Absorption nach einem reinen Exponentialgesetz erfolgt. Da das Thorium $B + C$ in unendlich dünner Schicht vorlag, war dieses Resultat überraschend, weil man nach der Braggschen Ansicht eine gekrümmte Kurve hätte erwarten sollen.

Die äußeren Bedingungen wurden nun variiert, z. B. durch Benutzung einer Blende oder Tieferstellen des Präparates, aber immer war das Exponentialgesetz erfüllt; die erhaltene Kurve war eine Gerade, deren Richtung allerdings etwas verändert war. In beiden letztgenannten Fällen wurde, wie auch zu erwarten war, die Neigung der Kurve geringer, der scheinbare Absorptionskoeffizient kleiner. Bei unseren stark variierten Versuchsbedingungen schwankte sein Wert zwischen 16 cm^{-1} und 13,5 cm^{-1}.

Nachdem wir so einmal für Thorium $A + B$

1) Diese Zeitschr. 7, 913, 1906.

1) Wien. Ber. 116, IIa, 1907.
2) v. Lerch, Wien. Ber. 114, IIa, 1905.

$+C$, anderseits für Thorium $B+C$ die Kurven aufgenommen hatten, versuchten wir Präparate mit möglichst großem Überschuß an Thorium A herzustellen, um dessen Absorption zu bestimmen. Anfangs suchten wir das Thorium A so zu erhalten, daß wir Thorium B mittelst Nickel aus der Lösung des aktiven Beschlags abtrennten und die Lösung dann eindampften. Es zeigte sich indessen, daß die Abscheidung des Thorium B auf dem Nickel durchaus keine quantitative war. Außerdem dauerte das Eindampfen der doch immerhin mehrere Kubikzentimeter betragenden Lösung so lange, daß selbst bei guter Abtrennung des Thorium B bis zum Beginne der Messung ein großer Betrag von Thorium B sich zurückgebildet hatte. Wir versuchten daher die Abtrennung des Thorium B mittelst Tierkohle. Levin[1]) hat bereits gezeigt, daß verschiedene radioaktive Zerfallsprodukte mittelst Tierkohle in recht befriedigender Ausbeute abgeschieden werden können, nämlich Uran X, Radioaktinium, Thorium $B+C$. Auch wir fanden, daß Thorium $B+C$ in sehr großer Menge mit der Tierkohle niedergerissen wird. Allerdings war die Abfallskurve für starke Präparate nicht rein exponential, einige Prozent Thorium A waren mitgerissen worden.

Zur Herstellung von ganz reinem Thorium $B+C$ halten wir die Abscheidung auf Nickel für besser. Anders wird es aber, wenn es sich um das Thorium A handelt. Um aus einer Lösung des aktiven Niederschlags das Thorium $B+C$ quantitativ zu entfernen, ist es nur nötig, mit einer nicht zu geringen Menge von Tierkohle einmal den größten Teil des Thorium $B+C$ auszufällen und dem Filtrat durch weiteren Zusatz von Tierkohle die letzten Anteile zu entziehen. Die übrigbleibende Lösung ist dann anfangs völlig frei von Thorium $B+C$. Um nun möglichst schnell das Thorium A zur Messung zu bringen, arbeitet man zweckmäßig mit sehr geringen Flüssigkeitsmengen, die sich in etwa 2—4 Minuten auf dem Porzellanschälchen eindampfen lassen. Die ganze Operation von der letzten Fällung mit Tierkohle bis zum Beginn der Messung des eingedampften und abgekühlten Präparates im Elektroskop konnte auf diese Weise auf eine Zeitdauer von 7 Minuten herabgedrückt werden.

Zum Beweise, daß zur Zeit 0, also unmittelbar nach der zweiten Fällung mit Tierkohle, die Lösung quantitativ von Thorium $B+C$ befreit war, wurde gleichzeitig mit den Absorptionsmessungen im β-Elektroskop mit einem kleinen Teile derselben Substanz eine Aktivitätsmessung in einem α-Elektroskop vorgenommen, und der zeitliche Anstieg der α-Aktivität experimentell bestimmt. Der auf die Zeit 0 extrapolierte Wert der α-Aktivitätskurve ging durch den Nullpunkt des Koordinatensystems, zeigt also, daß unsere Voraussetzung richtig war.

Um die Anstiegskurve für die β-Aktivität zu bekommen, wurde während der Absorptionsmessungen das Präparat von Zeit zu Zeit unbedeckt gemessen.

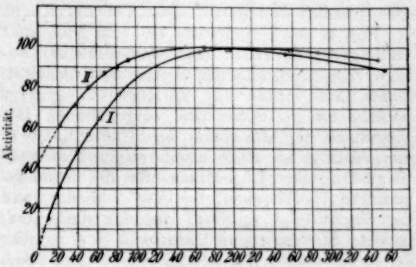


Fig. 3.

Fig. 3, Kurve I zeigt den Anstieg der α-Aktivität, Kurve II den der β-Strahlen. Die Messung für die Kurve II wurde allerdings erst 21 Minuten nach der Abtrennung des Thorium $B+C$ vorgenommen, weil die ersten Messungen mit mehreren Aluminiumfolien gemacht worden waren, die natürlich bei der großen Absorbierbarkeit der β-Strahlen des Thorium A längere Zeit in Anspruch genommen hatten. Immerhin sieht man, daß durch Extrapolation auf die Zeit 0 eine von der α-Strahlenkurve durchaus verschiedene Kurve resultiert. Als Anfangsintensität für die β-Strahlen des Thorium A ergibt sich unter den von uns eingehaltenen Bedingungen ungefähr 43 Proz. Dieser Wert ist natürlich nur einwandfrei, wenn zur Zeit 0 kein Thorium $B+C$ vorhanden war, welcher Fall, wie man aus der Kurve A ersieht, vorlag. Außerdem zeigen die beiden Kurven deutlich, daß das Maximum der α-Strahlenaktivität später erreicht wird, als das für die β-Strahlen, was man unter der Annahme einer β-Strahlung des Thorium A auch erwarten muß.

Berechnet man aus der bekannten Rutherfordschen Gleichung

$$Q = \frac{n\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

durch Differentiation nach der Zeit den Zeitpunkt für die maximale α-Aktivität, so erhält man

$$T = \frac{\log\lambda_2 - \log\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\log e}$$

1) Diese Zeitschr. **8**, 129, 1907.

Bei Benutzung der bekannten Werte für λ_1 und λ_2 ($HC = 10{,}6$ Stunden und 1 Stunde) erhält man für T den Wert 222 Minuten. Man erkennt aus der Kurve A die gute Übereinstimmung des experimentell gefundenen mit dem berechneten Werte. Auch das beweist die ursprünglich quantitative Abtrennung des Thorium $B + C$.

Eine Kontrolle für die β-Aktivität des Thorium A erhält man aus der Fig. 2. Wenn man nämlich den geradlinigen Teil der Kurve A (Fig. 2) nach rückwärts bis zum Nullpunkt verlängert, so erhält man den auf das Thorium $B + C$ entfallenden Anteil der Aktivität. Denn, wie wir in Fig. 2, Kurve D gezeigt haben, erfolgt unter den eingehaltenen Bedingungen die Absorption des Thorium $B + C$ von Anfang an nach einem reinen Exponentialgesetz. Der Logarithmus für die Anfangsaktivität des Thorium $A + B + C$ betrug, wie die Figur zeigt, 3,2633, der für die extrapolierte Strahlung des Thorium $B + C$ 3,0260, demnach entfallen auf das Thorium A 42,1 Proz. der Gesamtaktivität, in recht guter Übereinstimmung mit obigem Wert 43 Proz.

Wie außerordentlich stark sich die Absorptionskurven mit der Nachbildung des Thorium $B + C$ aus einem Überschuß von Thorium A ändern, zeigt Fig. 4.

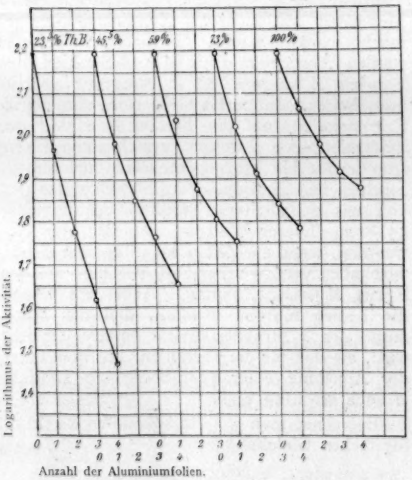


Fig. 4.

In dem vorliegenden Fall wurden die Messungen mit einem ursprünglich nur wenige Prozent Thorium $B + C$ enthaltenden Thorium A aufgeführt. Die einzelnen Messungen wurden so vorgenommen, daß jedesmal das Präparat erst unbedeckt geprüft wurde, damit man eine für den speziellen Fall brauchbare Anstiegskurve der β-Aktivität erhalte.

Die Anzahl der verwendeten Aluminiumfilter betrug 4, jedes war von der Stärke 0,045 mm. Durch noch mehr Aluminiumfolien würde, wie man noch sehen wird, nur ein sehr geringer Bruchteil der β-Strahlen des Thorium A durchgelassen werden, so daß selbst wenig Thorium $B + C$ die Wirkung des Thorium A überdecken müßte.

Diesmal wurden die Absorptionsmessungen in umgekehrter Reihenfolge ausgeführt wie sonst, indem mit der größten Anzahl der Filter begonnen wurde. Die fünf Kurven repräsentieren die zu verschiedenen Zeiten unter identischen Bedingungen aufgenommenen Messungen und zeigen auf das allerdeutlichste, wie allmählich die sehr viel stärker durchdringenden Strahlen des Thorium $B + C$ gegenüber der anfangs fast reinen Thorium A-Strahlung in Erscheinung treten. Die Kurve 5 entspricht dem normalen Gleichgewichtszustand von Thorium $A + B + C$. Sie wurde etwa 5 Stunden nach Abtrennung des Thorium A aufgenommen. Die Werte sind der Übersichtlichkeit halber auf gleiche Aktivität umgerechnet.

Die während der einzelnen Messungen auftretenden Intensitätsänderungen sind ebenfalls berücksichtigt.

Aus diesen Kurven läßt sich der scheinbare Absorptionskoeffizient der β-Strahlen des Thorium A berechnen.

Bezeichnet man mit p den prozentuellen Bruchteil der maximalen Stärke des Thorium $B + C$, der zu einer bestimmten Zeit vorhanden war, mit $\mathcal{J}_A$ die maximale Strahlungsintensität der β-Strahlen von Thorium A, mit $\mathcal{J}_B$ die gleiche Größe für Thorium B, mit λ_A und λ_B die beziehungsweisen Absorptionskoeffizienten für Aluminium, so wird die gemessene Ionisationsstärke $\mathcal{J}$, wenn man die Voraussetzung macht, daß $\mathcal{J}_A$ während der kurzen Zeit, über welche sich die beiden ersten Messungen erstreckten, konstant bleibt, durch den Ausdruck gegeben

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_A e^{-\lambda_A x} + \mathcal{J}_B \cdot p e^{-\lambda_B x}$$

$$= \mathcal{J}_A e^{-\lambda_A x} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_B}{\mathcal{J}_A} e^{(\lambda_A - \lambda_B) x} \right]$$

daher $\log \text{nat}\, \mathcal{J} = \log \text{nat}\, \mathcal{J}_A - \lambda_A x + \log \text{nat} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_B}{\mathcal{J}_A} \cdot p e^{(\lambda_A - \lambda_B) x} \right]$. Setzt man $\log \text{nat}\, \mathcal{J}$ gleich y und berücksichtigt, daß man für kleine Werte von x λ_B gegen λ_A in erster Annäherung vernachlässigen kann, so erhält man

$$\frac{dy}{dx} = -\lambda_A + \frac{\lambda_A \frac{\mathcal{J}_B}{\mathcal{J}_A} p e^{\lambda_A x}}{1 + \frac{\mathcal{J}_B}{\mathcal{J}_A} p e^{\lambda_A x}} = \frac{-\lambda_A}{1 + \frac{\mathcal{J}_B}{\mathcal{J}_A} p e^{\lambda_A x}}.$$

$\frac{dy}{dx}$ ist die trigonometrische Tangente des Winkels, den die im Punkte x an die Kurve gelegte Tangente mit der Abszissenachse einschließt. Sie sei mit a bezeichnet. Die obige Gleichung läßt sich dann in der Form schreiben

$$a + \lambda_A = -a \frac{\mathcal{J}_B p}{\mathcal{J}_A} e^{\lambda_A x}.$$

Bei gleichem Wert von x gilt für einen andern Wert p'

$$a' + \lambda_A = -a' \frac{\mathcal{J}_B p'}{\mathcal{J}_A} e^{\lambda_A x}.$$

Daher $\frac{a + \lambda_A}{a' + \lambda_A} = \frac{a p}{a' p'}$.

a und a' kann man aus den beiden ersten Kurven entnehmen, wobei zu berücksichtigen ist, daß in den Kurven die Briggschen Logarithmen eingetragen sind, p und p' sind aus der α-Anstiegskurve bekannt, daher läßt sich λ_A aus obiger Gleichung berechnen. Es ergibt sich, daß durch 0,05 mm Aluminium die Hälfte der β-Strahlung des Thoriums A absorbiert wird.

Um diese auf rechnerischem Wege erhaltenen Resultate auf andere und unabhängige Weise zu kontrollieren, wurden noch einmal Absorptionsmessungen mit dem für die Kurve der Fig. 3 verwendeten, anfangs völlig reinen Thorium A-Präparat ausgeführt. Für jede einzelne Messung wurde der zugehörige Betrag an Thorium $B + C$ aus der experimentellen α-Strahlenkurve entnommen. Es wurden möglichst schnell hintereinander vier Absorptionskurven aufgenommen. Als absorbierende Folien wurden diesmal im ganzen drei Aluminiumblätter von 0,1035 mm Dicke verwendet.

Um die ersten Absorptionskurven bei möglichst großem Überschuß von Thorium A zu erhalten, wurde sofort und zwar 7 Minuten nach Herstellung des Präparates die Messung mit den drei Aluminiumfolien vorgenommen. Natürlich war der durch diese Aluminiumfolien durchgehende Betrag der β-Strahlung des Thorium A nur noch gering, und die Messung hätte, wenn sie über dieselben fünf Skalenteile ausgeführt worden wäre, wie alle anderen Messungen, trotz des verwendeten starken Präparates recht lange gedauert und wäre durch das während dieser Zeit entstehende Thorium $B + C$ ungenau geworden. Wir halfen uns, indem wir nur 2 Teilstriche maßen, und der Berechnung für den Gehalt an Thorium $B + C$ das Mittel aus der Zeit zu Anfang und Ende der Messung zugrunde legten. Wir nahmen daher als Zeitpunkt f für die erste Messung den Wert von 9 Minuten, welchem ein Gehalt von 14,5 Proz. Thorium $B + C$ entspricht.

Die sämtlichen vier Messungsreihen geschahen in einem Zeitraum von 55 Minuten, während dem also nur etwa 5,8 Proz. Thorium A zerfallen waren, so daß wir, ohne große Fehler zu begehen, die Strahlung des Thorium A für dieses ganze Zeitintervall als konstant ansehen konnten.

Wir bestimmten nun, wie angegeben, den zu jeder einzelnen Absorptionsmessung zugehörigen Betrag des Thorium B-Gehaltes und trugen diese experimentell gefundenen Werte als Abszissen, als Ordinaten die Logarithmen der gefundenen Aktivität auf. Die so erhaltenen Kurven stellen für jede einzelne Filterzahl die Zunahme der Aktivität als Funktion des jeweiligen Thoriums $B + C$-Gehaltes dar. Extrapoliert man diese Werte für $x = 0$, d. h. für den Thorium-$B + C$-Gehalt 0, so erhält man den auf das Thorium A entfallenden Betrag der Ionisation für verschiedene Dicken der absorbierenden Schicht.

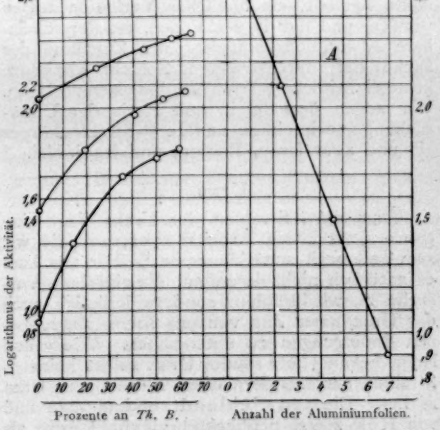


Fig. 5.

Fig. 5 zeigt die in der angegebenen Weise konstruierten Kurven; die aus ihnen extrapolierten Werte für die Thorium A-Strahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Konstruiert man aus diesen Werten in der gewöhnlichen Weise die Absorptionskurve, in-

Tabelle 1.

Aluminiumfolien in mm	log $\mathcal{J}_A$
0,310	0,200
0,207	0,800
0,1035	1.395
0	2,00

dem man die Logarithmen der Aktivität als Ordinaten, die Dicke der Aluminiumfolien als Abszissen aufträgt, so erhält man eine gerade Linie, wie Fig. 5, Kurve A zeigt.

Die Absorption erfolgt also auch hier, wie beim Thorium $B + C$, nach einem reinen Exponentialgesetz, und zwar ergibt sich aus der Kurve, daß die Hälfte der β-Strahlen des Thorium A durch 0,051 mm Aluminium absorbiert wird. Dieser experimentell gefundene Wert schließt sich dem oben berechneten von 0,05 mm sehr gut an.

Von den bekannten typischen β-Strahlen sind unseres Wissens die des Thorium A am leichtesten, die des Thorium $B + C$ am wenigsten absorbierbar. Die Tatsache, daß die unter den von uns eingehaltenen Bedingungen ausgeführten Absorptionsmessungen auch für unendlich dünne Schichten ein reines Exponentialgesetz ergaben, legte uns die Vermutung nahe, daß auch die anderen β-Strahlensubstanzen, soweit es sich um einheitliche Produkte handelt, ein ähnliches Verhalten zeigen würden, und daß in den Fällen, wo der scheinbare Absorptionskoeffizient mit Zunahme der Dicke der durchstrahlten Schicht abnimmt, keine einheitliche β-Strahlensubstanzen vorlägen. Wir zogen deshalb in den Kreis der Untersuchung noch einige andere β-Strahlenkörper ein und zwar Uran, Radium und Radioblei.

Uran.

Über die β-Strahlen des Urans liegt eine ganze Anzahl von Arbeiten vor, auf die wir zum Teil noch zurückkommen.[1]) Für uns kam es natürlich nicht darauf an, die einzelnen Versuche zu wiederholen, sondern lediglich auch das Uran unter den von uns schon angegebenen Bedingungen zu untersuchen. Wie schon lange bekannt ist, sendet Uran selbst keine β-Strahlen aus, sondern diese rühren vom Uran X her. Die von Schlundt und Moore und von Heß zuerst beobachteten, von Levin als β-Strahlen erkannten sehr leicht absorbierbaren Strahlen des Uran X kommen für unsere Versuche nicht in Betracht, da deren Durchdringungsvermögen von der Größenordnung des Durchdringungsvermögens der α-Strahlen ist, und selbst die schnellsten α-Strahlen in unser Versuchsgefäß nicht ionisierend eindringen konnten.

Es war daher von vornherein zu erwarten, daß unter sonst gleichen Versuchsbedingungen die Kurven für Uran und Uran X identisch sein würden. Dies ist tatsächlich der Fall. Die Trennung von Uran X geschah nach der von Levin angegebenen Methode mittelst Tierkohle.[1])

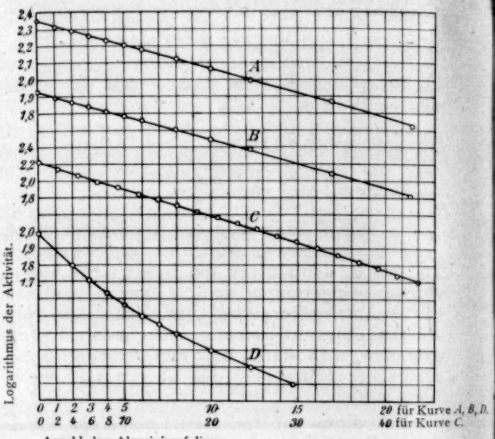


Fig. 6.

Fig. 6, Kurve A zeigt den Befund für Uran, Kurve B für Uran X. Beide lagen in ziemlich dicker Schicht vor. Kurve C stellt eine Absorptionskurve für ein etwas stärkeres Präparat von Uran X in dünner Schicht vor. Die Kurve wurde doppelt so weit aufgenommen, als die Kurve A und B, und ist in der Zeichnung auf die Hälfte verkleinert. Die Neigung der Kurven ist aus den schon oben erwähnten Gründen eine verschiedene, indem die der dünnen Schicht steiler verläuft, immer aber ist ein reines Exponentialgesetz befolgt. Der in Uran enthaltene minimale Betrag von Radium hat auf den Verlauf der Kurven keinen Einfluß.

Radium.

Vom Radium haben wir nur eine einzige Absorptionskurve aufgenommen und zwar die für ein ziemlich schwaches Präparat in unendlich dünner Schicht im Gleichgewicht mit seinen ersten Zerfallsprodukten. Da nur Radium B und Radium C β-Strahlen aussenden, so hat das anwesende Radium selbst keinen Einfluß auf die Kurve.

1) Schlundt und Moore, Phil. Mag., Okt. 1906; Crowther, Phil. Mag. (6) **12**, 379, 1906; Levin, diese Zeitschr. **8**, 129 und 585, 1907; Heß, Wien. Ber. **116** (IIa), 109, 1907; H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **23**, 671, 1907.

1) Diese Zeitschr. **7**, 694, 1906.

Fig. 6, Kurve *D* zeigt das Messungsresultat und läßt mit großer Deutlichkeit auf die komplexe Natur der β-Strahlen schließen. Leider haben uns nicht hinreichend große Mengen Radium zur Verfügung gestanden, um durch eine Trennung des aktiven Niederschlages eine Aufnahme der Absorptionskurven für reines Radium *C* zu ermöglichen.

Wir hoffen indes, daß wir dies noch nachholen können.

Radioblei.

Als Ausgangssubstanz dienten mehrere Gramm eines schön kristallisierten Radiobleichlorids, dessen β-Aktivität sehr bequem zu messen war. Die Stärke der Aktivität im Verhältnis zum Uran haben wir nicht genauer bestimmt.

Die ersten Messungen wurden mit 1,5 g der Substanz, die gleichmäßig über den bei früheren Messungen verwendeten Porzellandeckel ausgebreitet war, ausgeführt.

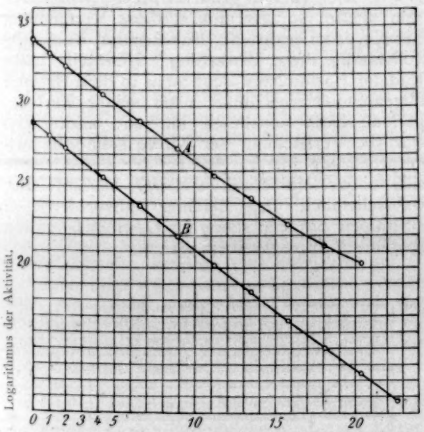


Fig. 7.

Fig. 7, Kurve *A* stellt die erhaltenen Absorptionsmessungen dar. Die Kurve verläuft anfangs fast geradlinig, wird aber von etwa von 0,7 mm an, also bei mehr als 7 Proz. der ursprünglichen Aktivität, merklich flacher. Es war ausgeschlossen, daß hier schon γ-Strahlen des Radiobleis vorlagen, da Meyer und v. Schweidler[1]) schon früher gezeigt haben, daß die γ-Strahlen des Radiobleis nur weniger als 0,3 Promille ausmachen können und H. W. Schmidt[2]) die γ-Strahlen zu 0,16 Promille von der β-Strahlung bestimmt hat. Selbstverständlich war in unserem Falle der Anteil der γ-Strahlen ein größerer, da wir mit recht dicken Schichten gearbeitet haben; 7 Proz. konnte er aber nicht ausmachen.

Mit dem angegebenen Radiobleipräparat konnte eine Absorptionskurve für dünne Schicht nicht aufgenommen werden, da das schwere Blei natürlich sehr stark absorbierend wirkt. Wir suchten daher das Radium *E* vom Radioblei abzutrennen.

Meyer und v. Schweidler haben die Trennung auf elektrolytischem Wege mit gutem Erfolg durchgeführt. Da sich bei den anderen Substanzen sehr leicht mit Tierkohle Trennungen der schnell zerfallenden Bestandteile von den langsamer zerfallenden ausführen ließen, so versuchten wir dieselbe Methode auch in diesem Fall anzuwenden.

Fünf Gramm Radioblei wurden in heißem Wasser gelöst und von einer geringen Spur von Verunreinigung abfiltriert. Dem kochenden klaren Filtrat wurden in kurzen Zwischenräumen 2—3 Messerspitzen voll Tierkohle zugefügt und die Flüssigkeit noch einige Minuten kochen gelassen. Dann wurde abfiltriert und die Tierkohle mit heißem Wasser auf dem Filter nachgewaschen. Der nach dem Veraschen des Filters + Tierkohle übrig bleibende Rückstand wog knapp 0,02 Gramm und zeigte im β-Elektroskop gemessen eine sehr starke Wirkung. Das eingedampfte Radioblei selbst hatte seine β-Strahlenaktivität zum größten Teil verloren. Eine Prüfung der oben erwähnten abfiltrierten Verunreinigung ergab ebenfalls sehr starke β-Strahlung, weshalb sie noch zu der Tierkohle hinzugefügt wurde.

Wir hatten auf diese Weise fast die gesamte Aktivität der 5 Gramm Radioblei auf wenige Hundertstel Gramm Radium *E* konzentriert. Man konnte natürlich von vornherein nicht wissen, ob durch die Tierkohle Radium $E_1 + E_2$ oder nur Radium E_2 abgetrennt worden war. Es wurden daher Messungen an zwei aufeinander folgenden Tagen vorgenommen, um diese Frage zu entscheiden. Die gefundenen Werte deckten sich befriedigend mit der Zerfallsperiode, wie sie von Meyer und von v. Schweidler für Radium E_2 angegeben worden ist. Mit diesem beträchtlich starken Präparat wurden nun Absorptionsmessungen in ziemlich dünner Schicht ausgeführt.

Die erhaltene Kurve war wiederum nicht rein exponential, sondern begann weit oberhalb der merkbaren Wirkung der γ-Strahlen flacher zu werden. Man sieht daraus, daß die Ursache dieser Erscheinung durch die Abtrennung des Radium E_2 vom Radioblei nicht beseitigt worden war. Da außer dem Mesothor die bisher gemessenen einheitlichen β-

1) Wien. Ber. 115 (IIa), 697, 1906.
2) Diese Zeitschr. 8, 361, 1907.

Substanzen Abklingungskurven nach einem reinen Exponentialgesetz ergeben hatten, so nahmen wir an, daß auch bei unserem Radium E_2 keine einheitlichen β-Strahlen vorlagen.

Das von uns verwendete Radioblei ist, wie uns mitgeteilt worden war, nicht ganz radiumfrei. Wir machten daher mit 0,1 Gramm des noch nicht verarbeiteten Radiobleis eine quantitative Radiumbestimmung. Die 0,1 Gramm wurden in wäßriger Lösung ausgekocht, in einem verschlossenen Gefäß einige Tage stehen gelassen und die neugebildete Emanation in ein Emanationselektroskop eingeblasen. Die Aktivität wurde nach drei Stunden gemessen und auf den Gleichgewichtszustand umgerechnet. Verglichen wurde der Befund mit der Aktivität eines Radiumstandards, der $0{,}135 \cdot 10^{-8}$ Gramm Radiumbromid enthielt. Die in 1 Gramm Radioblei enthaltene Radiummenge ergab sich zu $1{,}7 \cdot 10^{-7}$ Gramm Radium. Um einen Einblick in die Wirkung der β-Strahlen einer solchen Radiummenge zu bekommen, diente ein weiterer Radiumstandard, nämlich eine auf einem Uhrschälchen eingedampfte Probe von $0{,}54 \cdot 10^{-6}$ Gramm Radiumbromid. Wir erkannten daraus, daß die in den früher von uns gemessenen 1,5 Gramm Radioblei enthaltene Radiummenge sehr wohl im β-Elektroskop nachweisbar sein mußte und daher die Verflachung der Kurven hervorrufen konnte. [Aktinium dürfte wohl im vorliegenden Falle nicht in Betracht kommen; denn eine mit 0,1 Gramm des Radiobleis vorgenommene Prüfung auf Aktiniumemanation hatte kein positives Resultat ergeben.]

Zum definitiven Beweis dieser Annahme wurden die früher verwendeten 1,5 g Radioblei in einer eben hinreichenden Menge heißen Wassers gelöst, ohne zu filtrieren einige Minuten gekocht, dann zur Trockene eingedampft und unter denselben Bedingungen gemessen. Die Messung des eingedampften Präparates geschah einige Stunden nach dem Kochen. Durch das Auskochen mußte die Emanation des Radiums entfernt, der aktive Niederschlag bis zum Beginn der Messung zerfallen sein.

Die nun aufgenommene Kurve zeigt Figur 7, Kurve *B*. Man sieht, daß in diesem Fall ein reines Exponentialgesetz befolgt wird und daß tatsächlich die Verflachung der Kurve von der Anwesenheit des Radiums hergerührt hatte. Ob die Verflachung der Kurve des Radium E_2 ebenfalls durch Radium verursacht war, oder vielleicht doch nur durch die geringe Dicke der Schicht bedingt war, bedurfte noch der näheren Aufklärung.

Im ersten Fall mußte man die Annahme machen, daß durch Kochen mit der Tierkohle ein beträchtlicher Teil des Radiums mit dem Radium E_2 abgetrennt worden war. Wollte man in diesem Falle eine Radiumbestimmung im Radium E_2 ausführen, so hätte man die Substanz erst aufschließen müssen, um das möglicherweise in unlöslicher Form vorliegende Radium in emanierende Formen überzuführen. Bei der hier immer vorliegenden Gefahr einer Infektion mit Radium sahen wir von dieser Methode der Beweisführung ab und verfuhren folgendermaßen.

Das Radium E_2-Präparat wurde in dem Schälchen, in dem es vorher zur Untersuchung gelangt war, einige Minuten zur Dunkelrotglut erhitzt, so daß anzunehmen war, daß wenigstens ein großer Teil der ev. vorhandenen Emanation entfernt wurde. Nach einigen Stunden wurde wieder eine Messung ausgeführt. Die erhaltene Kurve war aber noch nicht rein exponential, sondern zeigte noch eine gewisse Verflachung. Wir überließen nun das Präparat einige Tage sich selbst, dann wurde abermals eine Absorptionsmessung vorgenommen. Da während dieser Zeit Radium E_2 zum Teil zerfallen, Radium $B + C$ aber eher in größerer Menge vorhanden sein mußte, so war eine stärkere Verflachung der Kurve zu erwarten. Das Resultat bestätigte vollständig diese Erwartung. Einesteils hatte Radium E_2 durchaus nicht mehr in dem Betrage abgenommen, als man nach seiner Zerfallsperiode hätte annehmen müssen, andrerseits war die Verflachung der Kurve sehr viel ausgesprochener und im Anfang der Kurve zeigte sich sogar ein etwas steilerer Verlauf, der wahrscheinlich den leichter absorbierbaren β-Strahlen des jetzt schon ins Gewicht fallenden Radium *B* zuzuschreiben war.

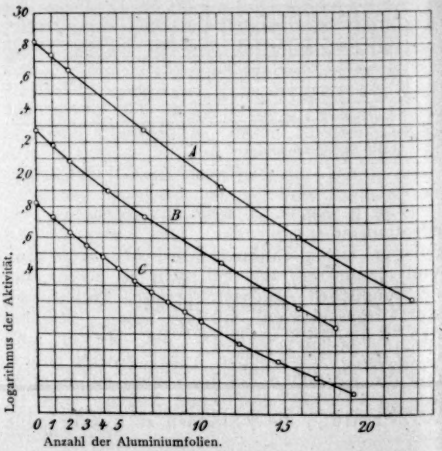


Fig. 8.

Fig. 8 zeigt die Resultate dieser Messungen. Kurve A die am 27. März zwei Stunden, nachdem das Präparat erhitzt worden war, aufgenommene Messung, Kurve B eine Messung desselben Präparates vom 30. März, Kurve C eine solche vom 2. April.

Man ersieht hieraus, daß Gemische zweier β-Strahlensubstanzen in den von uns beobachteten Fällen immer Absorptionskurven ergaben, die nach der Abszissenachse zu konvex gekrümmt sind.

Wir haben auch noch eine Reihe von künstlich hergestellten Gemischen in diesem Sinne geprüft. Liegt z. B. ein Gemisch von Mesothor und Thorium X in dünner Schicht vor, so sind die Kurven anfangs, solange sehr viel Thorium X vorhanden ist, stark gekrümmt und zeigen deutlich die starke Absorbierbarkeit der Thorium A-Strahlung. In dem Maße, als das Thorium X zerfällt, wird die Kurve flacher und nach etwa einem Monat liegen ungefähr reine Mesothorkurven vor. Ähnlich waren die Verhältnisse bei einer Mischung von Uran X und Radium E_2. Da diese Frage klargestellt zu sein scheint, so sehen wir von der Wiedergabe der mannigfachen, auf diese Weise erhaltenen Kurven ab.

Eine Frage war nun noch offen. Eine Erklärung für die gekrümmten Absorptionskurven des Mesothors sowohl in dünner als auch in dicker Schicht war noch nicht gegeben. Da wir für alle untersuchten einheitlichen β-Substanzen Absorptionskurven nach einem reinen Exponentialgesetz erhalten hatten, so zogen wir den Schluß, daß die β-Strahlung des Mesothors keine einfache, sondern eine komplexe sei.

Allerdings war bereits nachgewiesen worden, daß die Umwandlung des Thorium 1 in das Thorium 2 ohne merkbare Strahlenabgabe vor sich geht, und daß die Absorptionskurve des abgetrennten Thorium 2 identisch ist mit der des Mesothors.

Wir dachten daher an die Möglichkeit, daß auch das Thorium 2 noch ein komplexer Körper sei und führten einige Trennungsversuche in dieser Richtung aus. Einerseits wurden Versuche angestellt, um etwaige Änderungen der Zerfallszeit des Thorium 2 nachzuweisen. Es wurde zu diesem Zwecke Mesothor von Thorium 2 befreit und eine Stunde später eine neuerliche Trennung des mittlerweile nachgebildeten Thorium 2 vorgenommen. Der Abfall des neugewonnenen Thorium 2 geschah wiederum rein exponential mit der früher angegebenen Periode von 6,20 Stunden, und ein anfänglicher Anstieg oder langsameres Abfallen wurde nicht beobachtet. Schon daraus ist anzunehmen, daß, falls überhaupt zwei Substanzen vorliegen, die eine eine im Verhältnis zu 6,2 Stunden sehr kurze Lebensdauer haben muß. Wir versuchten mit Hilfe einiger Fällungsmittel Trennungen der hypothetischen schnell zerfallenden Substanz auszuführen, sind aber bis jetzt zu keinem Resultat gelangt.

Diese Vermutung der komplexen Natur des Thorium 2 auf Grund der oben aufgenommenen Absorptionsmessungen kann einigermaßen spekulativ erscheinen, findet aber eine starke Stütze in den Absorptionskurven der einheitlichen β-Substanzen.

Im Falle des Radiums und Aktiniums können wir vorläufig die Verhältnisse durchaus nicht überblicken. Die vorliegenden Arbeiten scheinen teilweise unsere Ansicht zu stützen. So hat Godlewski[1]) für die Absorption der β-Strahlen des Aktiniums ein Exponentialgesetz bestätigt gefunden, andrerseits gibt aber H. W. Schmidt[2]) Absorptionskurven für Radium C an, die keinen einfach exponentiellen Verlauf aufweisen. In derselben Arbeit macht auch H. W. Schmidt die Annahme, daß die Absorptionen einheitlicher Gruppen von β-Strahlen einem reinen Exponentialgesetz folgen und meint daher aus seinen experimentellen Kurven, dem Radium C mehrere Gruppen einheitlicher β-Strahlen zuschreiben zu müssen. Nach der Analogie mit den α-Strahlen scheint unsere Vermutung, daß einheitliche β-Strahlenprodukte auch nur eine Gruppe von β-Strahlen aussenden, a priori wahrscheinlicher. Natürlich müssen wir immer wieder betonen, daß sich unsere Folgerungen nur auf Aluminium als absorbierendes Mittel und auf die von uns eingehaltenen Versuchsbedingungen erstrecken.

Daß die experimentell gefundenen Absorptionskurven innerhalb gewisser Grenzen stark von den eingehaltenen Versuchsbedingungen abhängen, konnten wir in Bestätigung anderer Autoren, wie H. W. Schmidt, Levin, Mc. Clelland, auch bei unseren Arbeiten nachweisen. So zeigte die erste Kurve, die wir mit Radium E_2 aufnahmen, einen ganz analogen Verlauf, wie die von H. W. Schmidt angegebenen, indem mit zunehmender Filterdicke der Absorptionskoeffizient anscheinend zunahm. In diesem Falle war die Schicht des Radium E_2 über die ganze Fläche eines Porzellandeckels von reichlich 5 cm Durchmesser ausgebreitet. Wenn wir die Dimension des Deckels zu 4 cm Durchmesser wählten, wie dies für alle oben angegebenen Kurven geschehen war, so trat die konkave Krümmung der Kurve nicht mehr auf, und wir erhielten die angegebene gerade Linie. Ähnliche Erscheinungen konnten wir beim aktiven Niederschlag des Thoriums beobachten, der in großen Porzellandeckeln eingedampft ebenfalls eine, wenn auch geringe konkave Krümmung der Absorptionskurve er-

1) Phil. Mag. (6) **10**, 375, 1905.
2) Ann. d. Phys. **21**, 609, 1906.

gab. Die von H. W. Schmidt vorgeschlagene Anordnung, die β-Strahlensubstanzen in einer zu der Durchlaßöffnung des Ionisationsgefäßes sehr großen Fläche auszubreiten, haben wir nicht geprüft.

In voller Übereinstimmung mit den Ansichten Braggs[1]) konnten wir wiederholt bestätigen, daß sich der Absorptionskoeffizient, abgesehen von der Schichtdicke, auch wesentlich mit der Entfernung des zu messenden Präparates vom Ionisationsgefäß ändert, und zwar wird die Kurve für dünne Schichten mit wachsender Entfernung flacher und nähert sich den für dicke Schichten bei geringerer Entfernung beobachteten. Die flachsten Kurven erhält man bei Verwendung möglichst enger Blenden, und die hierbei gefundenen Resultate werden wohl am ehesten zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten zu verwenden sein.

Immerhin haben wir in den Messungen für dünne Schichten der verschiedenen β-Strahlensubstanzen unter gleichen Bedingungen ein gewisses Maß für die relative Durchdringungsfähigkeit dieser β-Strahlen. Die nachstehende Tabelle 2 gibt die von uns gefundenen Werte.

Tabelle 2.

Substanz	zur Hälfte absorbiert in
Mesothor	0,18—0,34 mm
Thorium A	0,05 „
Thorium $(B+C)$	0,441 „
Uran X	0,434 „
Radium E_2	0,162 „

Die angegebenen Werte gelten allerdings nur für das von uns benutzte Messungsinstrument. Würden andere Dimensionen des Meßinstrumentes verwendet werden, so erhielte man auch andere relative Durchdringungsfähigkeiten, denn beispielsweise die sehr stark durchdringenden β-Strahlen des Thorium C werden in dem 17 cm hohen Ionisationsgefäß durchaus nicht vollständig ausgenutzt, während die viel leichter absorbierbaren β-Strahlen des Thorium A zu einem weit höheren Prozentsatz zur Ausnutzung gelangen. Dementsprechend würde sich wahrscheinlich die von uns mit 43 % der Gesamtionisation angegebene Wirkung der Thorium A-Strahlen in einem doppelt so hohen Elektroskop zuungunsten der Thorium A-Strahlen verschieben.

Was die Erklärung der geraden Linien als Absorptionskurven anbelangt, so stehen wir auf dem Standpunkt von H. W. Schmidt, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie nicht geändert wird. Denn da sich die β-Strahlen der verschiedenen Radioelemente nur durch ihre Geschwindigkeit unterscheiden, so könnte, wenn die Geschwindigkeit bei der Absorption geändert würde, nicht für den ganzen Verlauf ein reines Exponentialgesetz befolgt werden.

1) Trans. Roy. Soc. South Australia, S. 300, 1907.

Zusammenfassung der Resultate.

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse sind kurz die folgenden:

1. Die β-Strahlung des Thoriums rührt von 3 typischen β-Strahlenprodukten her, nämlich dem Thorium 1 + Thorium 2 (Mesothorium), dem Thorium A und dem Thorium $B+C$.

2. Die β-Strahlen des Mesothoriums liegen in ihrer Durchdringbarkeit zwischen denen des Thorium A und denen des Thorium $B+C$.

3. Thorium A und Thorium $B+C$ wurden voneinander getrennt, und die Absorptionsmessungen mit den einzelnen Produkten ausgeführt. Für die Absorption der getrennten Substanzen gilt ein einfaches Exponentialgesetz. Da bei den vorliegenden Messungen auch zerstreute oder sogenannte Sekundärstrahlen in Betracht kommen, so deutet dies darauf hin, daß für Aluminium als absorbierendes Mittel deren Geschwindigkeit die gleiche ist wie die der Primärstrahlen, worauf schon H. W. Schmidt hingewiesen hat.

4. Unter den von uns eingehaltenen Bedingungen beträgt der Anteil der Thorium A-Strahlung an der gesamten β-Ionisation des aktiven Niederschlages rund 43 %. Dieser Wert wurde auf zwei unabhängigen Wegen in guter Übereinstimmung erhalten.

5. Zum Vergleich mit diesen β-Strahlen wurden die β-Strahlen des Uran X und Radium E_2 untersucht. Für beide gilt ein einfaches Exponentialgesetz. Die beim Radium E_2 anfänglich gefundene Abweichung konnte auf einen Gehalt an Radium zurückgeführt werden.

Wir vermuten aus diesen Resultaten, daß einheitliche β-Strahlensubstanzen ähnlich wie dies bei α-Strahlen der Fall ist, nur je eine Art von β-Strahlen aussenden. Die Abweichung von dieser Annahme, die zweifellos beim Mesothor vorliegt, läßt sich vielleicht durch eine komplexe Natur des Thorium 2 erklären.

Demnach würde sich aus obigen Resultaten ergeben, daß ein rein exponentieller Verlauf der Absorptionskurven auf einheitliche β-Strahlensubstanzen, nach unten gekrümmte Kurven dagegen (Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke) auf ein Gemisch verschiedener β-Substanzen hinweist.

Die von anderen Forschern und auch zeitweise von uns beobachteten nach oben gekrümmten Absorptionskurven (Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit der Dicke der durchstrahlten Schicht) hängen wohl nur von den Versuchsbedingungen ab und können augen-

scheinlich durch geeignete Wahl dieser Bedingungen zum Verschwinden gebracht werden.

Natürlich sind diese Folgerungen noch nicht zwingend, solange die β-Strahlen des Radiums und Aktiniums nicht unter gleichen Bedingungen untersucht worden sind. Wir beabsichtigen, diese Untersuchung nach Möglichkeit in nächster Zeit auszuführen. Zum Schluß ist es uns eine angenehme Pflicht, der Jagor-Stiftung zu Berlin unsern Dank auszusprechen für die Gewährung von Mitteln zu dieser Untersuchung.

Berlin, Chemisches Institut der Universität. 8. April 1908.

Über die Bestandteile der atmosphärischen Radioaktivität.[1]

Von H. M. Dadourian.

1. Man kann sagen, daß das Studium der atmosphärischen Radioaktivität seinen Ursprung in einer interessanten Entdeckung hat, welche Elster und Geitel im Frühjahr 1901 gemacht haben.[2] Diese Forscher fanden damals, daß ein negativ geladener Leiter, welcher eine kurze Zeit hindurch der freien Luft ausgesetzt wird, zeitweilig die Eigenschaften radioaktiver Körper aufweist. Sie zeigten dann weiter in einer Reihe von Untersuchungen[3], daß diese Aktivität von einer Substanz im festen Aggregatzustande herrührt, welche unter der Wirkung des elektrischen Feldes von dem geladenen Körper angezogen und auf ihm niedergeschlagen wird. Der aktive Niederschlag wurde in der Weise isoliert, daß er in verdünnten Säuren aufgelöst und diese Lösung dann bis zur Trockne eingedampft wurde. Es zeigte sich, daß der Rückstand die allgemeinen Eigenschaften der schnell zerfallenden radioaktiven Produkte besaß.

Eine Anzahl von Forschern[4], die unter verschiedenen Versuchsbedingungen und an weit voneinander getrennten Orten arbeiteten, führten ähnliche Versuche aus wie Elster und Geitel und erhielten ähnliche Ergebnisse. Rutherford und Allan[5] untersuchten die Abfallsgeschwindigkeit des aktiven Niederschlages und fanden, daß seine Aktivität nach einem Exponentialgesetz in ungefähr 45 Minuten auf ihren Halbwert abfiel. Dieser Wert stimmt nicht eng genug mit den Halbwertperioden der Radium- und der Thoriumemanation überein, als daß man berechtigt wäre, die atmosphärische Radioaktivität der Gegenwart einer dieser beiden Emanationen in der Atmosphäre allein zuzuschreiben. Sie gelangten infolgedessen zu folgendem Schlusse: „Auf Grund der beobachteten Unterschiede des Durchdringungsvermögens und der Abfallsgeschwindigkeit dürfen wir schließen, daß die induzierte Radioaktivität aus der Luft nicht der Gegenwart irgendeiner bekannten radioaktiven Substanz in der Atmosphäre zugeschrieben werden kann."[1]

Später zeigten dann Elster und Geitel[2], daß die Abfallskurven für die aus der Luft und die aus der Radiumemanation gewonnenen radioaktiven Niederschläge recht gut übereinstimmten. Die Beobachtungen über den Abfall wurden indessen nicht länger fortgesetzt als bis zu zwei Stunden, nachdem die Potentialdifferenz von dem negativ geladenen Körper abgeschaltet worden war. Infolgedessen war die Übereinstimmung auf ein ziemlich kleines Gebiet der Kurve für die Beziehung zwischen Aktivität und Zeit beschränkt. Außerdem war die Übereinstimmung nicht so eng, wie man in Anbetracht der Genauigkeit der Versuchsergebnisse erwarten sollte, falls der aktive Niederschlag, der aus der Luft erhalten wird, von Radiumemanation herrühren würde. Bald nach dem Erscheinen der genannten Arbeit von Elster und Geitel veröffentlichte Allan[3] eine Arbeit, in welcher er zu folgendem Schlusse gelangte: „Der Unterschied in der Abfallsgeschwindigkeit der unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen induzierten Aktivität scheint auf die Tatsache hinzuweisen, daß die Radioaktivität der Atmosphäre von sehr komplexer Natur ist."

Bumstead[4] war der erste, welcher das wahre Wesen der atmosphärischen Aktivität zeigte und die Übereinstimmung sowie die Abweichungen zwischen den Abfallsgeschwindigkeiten der aktiven Niederschläge erklärte, die aus der Luft, aus Radiumemanation und aus Thoriumemanation gewonnen sind. Wie andere Forscher auf dem Gebiete der atmosphärischen Aktivität, setzte auch er einen negativ geladenen Draht der Luft aus und beobachtete die Abfallsgeschwindigkeit seiner Aktivität, nachdem das elektrische Feld von dem Drahte abgeschaltet worden war. Anstatt jedoch seine Beobachtungen auf die ersten paar Stunden des Zerfallsprozesses zu beschränken, setzte er sie über die für den vollständigen Zerfall der Radiumprodukte mit großer Umwandlungsge-

1) Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Scientific School der Yale University.

2) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **2**, 590, 1901.

3) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **3**, 305, 1902; **4**, 522, 1903.

4) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) **4**, 591, 1902. — Gockel, diese Zeitschr. **5**, 591, 1904. — J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **4**, 352, 1902. — Himstedt, diese Zeitschr. **4**, 482, 1903.

5) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) **4**, 712, 1902.

1) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) **4**, 712, 1902.

2) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **5**, 11, 1904.

3) Allan, Phil. Mag. (6) **7**, 140, 1904.

4) Bumstead, Sill. Journ. **18**, 1, 1904.

schwindigkeit erforderliche Zeit hinaus fort. Da beobachtete er dann, daß eine langsam abklingende Aktivität zurückblieb, welche eine Halbwertperiode gleich der des aktiven Niederschlages der Thoriumemanation aufwies. Bei einer Expositionsdauer von drei Stunden ergab sich die Aktivität des langsam abklingenden Produktes zu drei bis fünf Hundertsteln der gesamten anfänglichen Aktivität; bei einer Expositionsdauer von zwölf Stunden hingegen betrug sie 15 Hundertstel. Wenn er die Aktivität dieses Produkts von der Gesamtaktivität zu irgendeiner Zeit subtrahierte, so fand er, daß die Abklingungsgeschwindigkeit der übrigbleibenden Aktivität sehr eng mit der eines aus Radiumemanation erhaltenen aktiven Niederschlages übereinstimmte. Er folgerte daher, daß die atmosphärische Aktivität von der Gegenwart von Radium- und von Thoriumemanation in der Luft herrühre.

Die Gegenwart von Radiumemanation in der Bodenluft war von mehreren Beobachtern lange vor der Entdeckung der wahren Natur der atmosphärischen Radioaktivität nachgewiesen worden.[1] Diese Forscher fanden, daß zwischen den Abklingungskurven der Radiumemanation und des aus dem Boden erhaltenen „radioaktiven Gases" eine enge Übereinstimmung bestand. Späterhin habe ich[2] dann gezeigt, daß die Radioaktivität der Bodenluft daher rührt, daß nicht nur Radiumemanation, sondern auch Thoriumemanation im Boden vorhanden ist. Es hat sich gezeigt, daß die enge Übereinstimmung zwischen den Abfallsgeschwindigkeiten des radioaktiven Gases und der Radiumemanation nicht davon herrührte, daß keine Thoriumemanation vorhanden ist, sondern davon, daß diese während der kurzen Zeit, welche die Überführung des radioaktiven Gases aus dem Boden in das Untersuchungsgefäß beansprucht, bereits zerfällt. Wegen dieses schnellen Zerfalls der Thoriumemanation ist es sehr schwer, ihre Gegenwart in der Bodenluft durch direkte Beobachtung der Abfallsgeschwindigkeit der Aktivität des radioaktiven Gases zu entdecken. Diese Schwierigkeit habe ich dadurch vermieden, daß ich die Abfallsgeschwindigkeit des aktiven Niederschlages maß, der aus Bodenluft gewonnen wurde.

In den Erdboden in der Nähe des Physikalischen Laboratoriums wurde ein Loch von 50 cm Durchmesser und 200 cm Tiefe gegraben. In dieses Loch hinein wurde ein negativ geladener Draht gehängt, der auf einen zylindrischen Rahmen aufgewickelt war. Das Loch wurde oben dicht verschlossen und die Luft mittels einer Filterpumpe entfernt, um den Draht mit frischer Bodenluft in Berührung zu halten. Nach dreistündiger Exposition wurde der Draht herausgenommen und die Abfallsgeschwindigkeit seiner Aktivität beobachtet. Ich fand, daß ungefähr 5 v. H. der gesamten anfänglichen Aktivität von den Zerfallsprodukten der Thoriumemanation herrührten und der Rest von denen der Radiumemanation.

Man muß folgendes beachten: Wenn man nicht die Expositionszeiten berücksichtigt, so liefern weder die Ergebnisse von Bumstead ein Maß für das Mengenverhältnis zwischen der Radiumemanation und der Thoriumemanation in der freien Luft zu New Haven, noch liefern meine eigenen Ergebnisse das Mengenverhältnis, in welchem diese Emanationen in der Bodenluft vorhanden sind. Die Aktivität eines Körpers, der sich mit negativer Ladung in freier Luft oder in Bodenluft befindet, rührt von mindestens sechs Zerfallsprodukten des Radiums und Thoriums her, nämlich von *Ra A*, *Ra B*, *Ra C*, *Th A*, *Th B* und *Th C*. Jedes dieser Produkte sammelt sich an und zerfällt nach einem ganz scharf bestimmten Gesetze, welches für jede einzelne dieser Substanzen charakteristisch ist. Demgemäß sind die Mengen dieser Zerfallsprodukte, welche zu einem beliebigen Zeitpunkt während der Expositionsdauer auf dem negativ geladenen Körper vorhanden sind, im allgemeinen nicht den Mengen der entsprechenden Produkte proportional, die in der Volumeneinheit der Luft vorhanden sind.

Wir wollen annehmen, P stelle die Anzahl der zu irgendeinem Zeitpunkt während der Expositionsdauer auf dem geladenen Drahte vorhandenen Teilchen irgendeines dieser radioaktiven Produkte dar. Dann wird die beobachtete Abfallsgeschwindigkeit durch das Exponentialgesetz

$$P = P' e^{-\lambda t}$$

dargestellt, wo P' die Anzahl der Teilchen zur Zeit $t = 0$ und λ die Zerfallskonstante bedeutet. Bezeichnen wir nun mit p die Anzahl der Teilchen, welche in jeder Sekunde umgewandelt werden, so ist:

$$p = \int_t^{t+1} dP = -\lambda P.$$

Mit anderen Worten: die Anzahl der Teilchen, welche umgewandelt werden, ist proportional der Anzahl der vorhandenen Teilchen. Folglich werden in dem Zeitelement dt

$$\lambda P dt$$

Teilchen umgewandelt. Wenn die Luft im radioaktiven Gleichgewicht ist, so wird die Anzahl der Teilchen, die in jeder Sekunde auf dem Draht niedergeschlagen werden, konstant

1) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **3**, 574, 1902; **5**, 11, 1904. — Ebert und Ewers, diese Zeitschr. **4**, 162, 1902. — Gockel, diese Zeitschr. **4**, 604, 1903. — Bumstead and Wheeler, Sill. Journ. **17**, 97, 1904.

2) Dadourian, Sill. Journ. **19**, 16, 1905.

sein. Bezeichnen wir diese Anzahl mit q, so erhalten wir:

$$dP = -\lambda P dt + q dt$$

für die tatsächliche Änderung der Anzahl der Teilchen während der Zeit dt.

Wenn wir integrieren und uns dabei gegenwärtig halten, daß für $t = 0$ auch $P = 0$ ist, so erhalten wir:

$$P = \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}).$$

Wenn die Zeit unbegrenzt wächst, so nähert sich die rechte Seite dieser Gleichung asymptotisch dem Werte $\frac{q}{\lambda}$. Bezeichnen wir diesen Endwert mit P_0, so erhalten wir

$$P = P_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Wenn das gerade betrachtete Zerfallsprodukt kein strahlenloses ist, so ist die von ihm hervorgebrachte Ionisation proportional der Anzahl seiner Teilchen; folglich ist

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0(1 - e^{-\lambda t}),$$

wo $\mathcal{J}$ der Wert der Ionisation zu irgendeinem Zeitpunkt während der Exposition ist und $\mathcal{J}_0$ der Wert, den sie erreicht haben würde, wenn die Exposition unendlich lange fortgesetzt worden wäre. Theoretisch ist eine unendlich lange Expositionsdauer erforderlich, damit irgendeines der Zerfallsprodukte auf dem Drahte seinen Gleichgewichtswert erreicht. Es ist aber nur eine verhältnismäßig kurze Expositionszeit nötig, damit die von irgendeinem der Produkte hervorgerufene Ionisation bis auf ein Hundertstel an ihren Gleichgewichtswert herankommt. Die letzte Spalte der nachstehenden Tabelle gibt die Expositionszeiten an, welche für die von jedem der sechs Zerfallsprodukte des Radiums und des Thoriums erzeugten Ionisationen erforderlich sind, damit sie das 0,99fache ihres Gleichgewichtswertes erreichen. Thorium A braucht mehr als drei Tage, um seinen Gleichgewichtswert bis auf ein Hundertstel zu erreichen. Deshalb ist es notwendig, die Exposition mindestens drei Tage lang fortzusetzen, damit die auf dem Drahte vorhandenen Mengen der sechs Zerfallsprodukte den in der Volumeneinheit der Luft vorhandenen Mengen der entsprechenden Produkte proportional werden.

2. Freie Luft. — Ein Kupferdraht von $^1/_4$ mm Durchmesser und ungefähr 100 m Länge wurde zwischen zwei Gebäuden der Scientific School ungefähr 7 m über dem Erdboden ausgespannt. Der Draht wurde isoliert und an die negative Elektrode einer Wimshurstmaschine angeschlossen, deren positiver Pol geerdet war. Zwischen den Elektroden der Maschine wurde eine Funkenstrecke von 2 mm aufrecht erhalten. Nach viertägiger Expositionsdauer wurde die Potentialdifferenz von dem Drahte abgeschaltet und dieser in ein Versuchsgefäß gebracht. Die Ionisation wurde mittels eines mit dem Versuchsgefäß verbundenen Elektrometers nach Dolezalek gemessen. Die anfängliche Gesamtaktivität war mehr als hundertmal so groß wie die durch die spontane Ionisation in dem Apparate hervorgebrachte.

Es ergab sich, daß 20 bis 30 Hundertstel der anfänglichen Gesamtionisation von den Thoriumprodukten und der Rest von den Radiumprodukten herrührte. Mit anderen Worten: die anfängliche Ionisation, welche von den Thoriumprodukten erzeugt wurde, betrug 25 bis 40 Hundertstel der von den Radiumprodukten herrührenden. Das ist viel weniger als Blanc[2]) in Rom beobachtet hat. Blanc fand nämlich, daß von der anfänglichen Gesamtaktivität eines Drahtes, der in Rom drei Tage lang der freien Luft ausgesetzt worden war, 50 bis 70 v. H. von den Thoriumprodukten herrührten. Sowohl seine Beobachtungen als auch meine beruhen auf willkürlichen Einheiten der Ionisation. Daher läßt sich hinsichtlich des Verhältnisses der in einer Volumeneinheit der Atmosphäre zu Rom und der Atmosphäre zu New Haven vorhandenen Mengen Radiumemanation und Thoriumemanation kein Schluß ziehen. So viel aber ist gewiß, daß das Verhältnis der Thoriumemanation zur Radiumemanation in der römischen Atmosphäre größer ist als in der von New Haven.

3. Wir können uns der obigen Ergebnisse bedienen, um das Mengenverhältnis zu finden, in welchem die Thoriumemanation und die

1) Hahn, Phil. Mag. (6) **11**, 793, 1906.
2) Blanc, Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907.

Zerfallsprodukte	Reichweite der α-Teilchen	Halbwertperiode	λ	Expositionszeit, welche erforderlich ist, damit $\mathcal{J} = 0{,}99\ \mathcal{J}_0$ wird
Radium *Em*	4,33 cm	3,8 Tage	$2{,}11 \cdot 10^{-6}$ sec^{-1}	25,3 Tage
Radium *A*	4,83 cm	3 Minuten	$3{,}85 \cdot 10^{-3}$ sec^{-1}	0,33 Stunden
Radium *B*	(keine α-Strahlen)	26 Minuten	$4{,}44 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	2,9 Stunden
Radium *C*	7,06 cm	19 Minuten	$6{,}08 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	2,1 Stunden
Thorium *Em*	5,55 cm	54 Sekunden	$1{,}28 \cdot 10^{-2}$ sec^{-1}	6,1 Stunden
Thorium *A*	(strahlungslos)	11 Stunden	$1{,}75 \cdot 10^{-5}$ sec^{-1}	73,1 Stunden
Thorium *B*	5,0 cm	1 Stunde	$1{,}93 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	6,6 Stunden
Thorium *C*	8,6 cm	wenige Sekunden[1])	—	—

Radiumemanation in der Volumeneinheit der Luft zu New Haven vorkommen. Zu diesem Zwecke müssen wir aber eine Beziehung zwischen der Emanationsmenge in der Volumeneinheit und der Aktivität eines der Emanation ausgesetzten Drahtes finden.

Wir wollen annehmen, es sei:

N die Anzahl der Atome Radiumemanation in 1 cm³ Luft,

N_1 die Anzahl der Atome Radium A in 1 cm³ Luft,

N_2 die Anzahl der Atome Radium B in 1 cm³ Luft,

N_3 die Anzahl der Atome Radium C in 1 cm³ Luft,

N' die Anzahl der Atome Thoriumemanation in 1 cm³ Luft,

N_1' die Anzahl der Atome Thorium A in 1 cm³ Luft,

N_2' die Anzahl der Atome Thorium B in 1 cm³ Luft,

N_3' die Anzahl der Atome Thorium C in 1 cm³ Luft,

n die Anzahl der Atome Radiumemanation, die in jeder Sekunde in 1 cm³ Luft umgewandelt werden,

n' die Anzahl der Atome Thoriumemanation, die in jeder Sekunde in 1 cm³ Luft umgewandelt werden,

λ, λ_1, λ_2, λ_3, λ', λ_1', λ_2', λ_3' die Zerfallskonstanten für Radiumemanation, bzw. Radium A, Radium B, Radium C, Thoriumemanation, Thorium A, Thorium B, Thorium C.

Wir wollen ferner annehmen, daß jedes Teilchen irgendeiner Gruppe der Zerfallsprodukte ein Teilchen des nächsten Produktes der Gruppe hervorbringt. Wenn sich dann diese Gruppe im radioaktiven Gleichgewicht befindet, so ist die Anzahl der Teilchen, die in jeder Sekunde umgewandelt werden, für alle Glieder der Gruppe dieselbe. Da die Luft als in radioaktivem Gleichgewicht befindlich vorausgesetzt wird, so gilt für die Radiumgruppe:

$$n = \lambda N = \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N \qquad (1)$$

und für die Thoriumgruppe:

$$n' = \lambda' N' = \lambda_1' N_1' = \lambda_2' N_2' = \lambda_3' N_3'. \qquad (2)$$

Die Anzahl der auf dem negativ geladenen Drahte vorhandenen Atome irgendeines der Zerfallsprodukte ist proportional der Anzahl der in 1 cm³ Luft vorhandenen Teilchen desselben Produktes, vorausgesetzt, daß der Draht in radioaktiven Gleichgewichtszustand gegenüber der umgebenden Luft gelangt ist. Bezeichnen wir daher die auf dem Drahte vorhandene Anzahl der Teilchen jedes der sechs Produkte mit M (unter Beifügung der unserer obigen Bezeichnungsweise entsprechenden Indizes), so können wir schreiben:

$$\frac{M_1}{N_1} = \frac{M_2}{N_2} = \frac{M_3}{N_3} \qquad (3)$$

$$\frac{M_1'}{N_1'} = \frac{M_2'}{N_2'} = \frac{M_3'}{N_3'} \qquad (4)$$

oder:

$$\begin{aligned} N_1 &= K M_1, \\ N_2 &= K M_2, \\ N_3 &= K M_3, \\ N_1' &= K' M_1', \\ N_2' &= K' M_2', \\ N_3' &= K' M_3'. \end{aligned}$$

Setzen wir nun in die Gleichungen (1) und (2) diese Werte ein, so erhalten wir:

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (5)$$

$$n = \lambda' N' = K'\lambda_1' M_1' = K'\lambda_2' M_2' = K'\lambda_3' M_3' \qquad (6)$$

Soweit mir bekannt ist, ist bislang noch kein Anzeichen nachgewiesen worden, das darauf schließen ließe, daß die positiv geladenen Teilchen des aktiven Radiumniederschlages mit größerer oder geringerer Kraft nach dem negativ geladenen Drahte hin angezogen würden als die des aktiven Thoriumniederschlages. Wir wollen deshalb annehmen, daß die Kraft, welche ein elektrisches Feld auf die Teilchen ausübt, für beide Gruppen dieselbe ist. Diese Annahme ist gleichbedeutend damit, daß wir $K = K'$ setzen. Wir erhalten also:

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (7)$$

und:

$$n' = \lambda' N' = K\lambda_1' M_1' = K\lambda_2' M_2' = K\lambda_3' M_3' \qquad (8).$$

Wir wollen jetzt die Aktivität des Drahtes kurz nach dem Abschalten der Potentialdifferenz betrachten. Der Betrag des *RaA* kann nach Verlauf der ersten paar Minuten des Zerfallsprozesses vernachlässigt werden. Der unmittelbare Beitrag, den *RaA* zu der Aktivität des Drahtes liefert, kann daher vernachlässigt werden. Da *RaB* strahlenlos ist, so können wir annehmen, daß der Anteil der Aktivität, welcher von der Radiumgruppe herrührt, proportional der Anzahl der vorhandenen *RaC*-Teilchen ist. Wenn wir das Ionisationsvermögen eines α-Teilchens als proportional seiner Reichweite voraussetzen, so können wir schreiben:

$$\mathcal{J} = \nu R_3 M_3, \qquad (9)$$

wo R_3 die Reichweite und M_3 die Anzahl der α-Teilchen des *RaC* ist. ν ist die Anzahl der Ionen, welche von einem α-Teilchen erzeugt werden, während es sich über eine Strecke von 1 cm bewegt.

Der Anteil der Ionisation, welcher von der Thoriumgruppe herstammt, rührt von *ThB* und *ThC* her, denn da *ThA* keine α-Teilchen aussendet, so kann seine Wirkung vernachlässigt werden. In Ermangelung jeglichen Gegengrundes wollen wir annehmen, daß die α-Teilchen der Thoriumgruppe beim Durchlaufen einer

Strecke von 1 cm dieselbe Anzahl Ionen erzeugen wie die der Radiumgruppe. Wir können dann für den von der Thoriumgruppe herrührenden Anteil der Ionisation schreiben:

$$\mathcal{J}' = \nu(R_2' M_2' + R_3' M_3'), \qquad (10)$$

wo ν dieselbe Konstante ist wie in der vorigen Gleichung. R_2' und R_3' sind die Reichweiten, M_2' und M_3' die Anzahl der α-Teilchen des *ThB* bzw. *ThC*. Dividieren wir Gleichung (10) durch Gleichung (9), so erhalten wir:

$$\frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}} = \frac{R_2' M_2' + R_3' M_3'}{R_3 M_3}. \qquad (11)$$

Setzen wir dann für M_2, M_2' und M_3' die Ausdrücke ein, die sich aus den Gleichungen (7) und (8) ergeben, so erhalten wir nach Vereinfachung:

$$\frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}} = \frac{N' \lambda' \lambda_3 (\lambda_3' R_2' + \lambda_2' R_3')}{N \lambda \lambda_2' \lambda_3' R_3} \qquad (12)$$

und sonach:

$$\frac{N'}{N} = \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}} \frac{\lambda \lambda_2' \lambda_3' R_3}{\lambda' \lambda_3 (\lambda_3' R_2' + \lambda_2' R_3')}. \qquad (13)$$

Die Abfallsgeschwindigkeit von *ThC* ist meines Wissens bisher noch nicht genau gemessen worden. Es ist aber festgestellt worden, daß seine Halbwertperiode nur einige wenige Sekunden beträgt.[1] Ist das der Fall, so ist λ_3' groß gegenüber λ_2', und wir können daher die rechte Seite der Gleichung (13) vereinfachen und erhalten:

$$\frac{N'}{N} = \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}} \frac{\lambda \lambda_2' R_3}{\lambda' \lambda_3 R_2'}. \qquad (14)$$

Wenn wir die Werte der Konstanten aus unserer Tabelle einsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{N'}{N} = 7{,}37 \cdot 10^{-5} \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}}. \qquad (15)$$

Sehen wir als Grenzwerte von $\frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}}$ für die Luft zu New Haven 0,25 und 0,40 an, so finden wir, daß die Menge der Radiumemanation rund 30000 bis 50000mal so groß ist wie die Menge der Thoriumemanation. Setzen wir die Grenzwerte von $\frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}}$ ein, welche man aus den Zahlenangaben von Blanc[2] erhält, so ergibt Gleichung (15) für das Verhältnis der in der Atmosphäre zu Rom vorhandenen Menge Radiumemanation zu der Menge Thoriumemanation 20000 bis 30000.

1) Hahn, Phil. Mag. (6) **11**, 793, 1906.
2) Blanc, Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907.

New Haven, Conn., im Februar 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. März 1908.)

Über den täglichen Gang des Potentialgefälles.

Von D. Smirnow.

Unter dem Einfluß einiger meteorologischer Faktoren kann eine Scheidung der in gleicher Zahl auftretenden positiven und negativen Ionen vor sich gehen; so stört z. B. die Erscheinung in dem elektrischen Erdfeld einer feuchten oder staubigen Luftschicht mit geringer Ionenbeweglichkeit den vertikalen elektrischen Leitungsstrom, infolgedessen im Bereich dieser Schicht der Elektrizitätsgehalt wie auch die Feldintensität sich verändern.[1])

Für den Fall der konstanten Ionenbeweglichkeiten U und V gibt Ed. Riecke[2]) die Elektrizitätsverteilung in dem elektrischen Felde, das ionisierte Luft enthält; der Einfluß der Neuanordnung der Ionen auf die ursprünglichen Elektrizitätskräfte ist dabei unbedeutend. Dieser Einfluß muß sich aber vergrößern, wenn sich die Leitungsfähigkeit einer Schicht in dem gegebenen Volum verändert.[3])

Wir wollen zu zeigen versuchen, daß man den täglichen Gang des Potentialgefälles als eine Wirkung der niedriger liegenden Luftschicht ansehen kann, vielleicht sogar ohne die Wirkung der höheren Schichten in Betracht zu ziehen.

Am Abend nach dem Sonnenuntergang tritt am Erdboden Abkühlung und Vermehrung der relativen Feuchtigkeit ein, d. h. es entsteht eine, anfangs sehr dünne, Luftschicht mit kleiner Ionenbeweglichkeit. Der Leitungsstrom wird so gestört, daß über der schwer durchdringlichen Luftschicht sich positive Ionen anhäufen; darum wird die Feldkraft über der Schicht kleiner, innerhalb derselben aber größer.

So erklärt sich das Fallen der Feldintensität gegen Abend. Dabei strebt der Leitungsstrom sich auszugleichen — er wird schwächer oberhalb der Schicht und stärker innerhalb derselben. Die Verminderung des Potentialgefälles dauert die ganze Nacht; der Grund dafür liegt nicht darin, daß der Ionenzufluß schwach ist, aber vielleicht darin, daß die feuchte Luftschicht während der Nacht immer dicker wird. Überhaupt aber registriert der Kollektor die Verminderung des Feldes nur so lange, wie unter ihm die ganze positive Elek-

1) Das zeigen klar die Beobachtungen bei Luftballonfahrten von F. Linke [„Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten". Abh. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Bd. III, S. 82, 1904] und von H. Gerdien.
2) Ed. Riecke, „Über näherungsweise gesättigte Ströme zwischen plan-parallelen Platten". Nachr. v. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Heft 4, S. 236, 1903.
3) Die Vermehrung der Luftdichtigkeit mit der Annäherung an die Erdoberfläche und die beständige Verminderung der elektrischen Leitfähigkeit müssen auch auf die Verteilung der Ladungen in der Atmosphäre wirken.

trizitätsmenge größer wird.[1]) Aber noch vor dem Sonnenaufgang und der Wiederherstellung der Leitfähigkeit der niedrigeren Luftschicht fängt die positive Ionenzahl an am Boden, d. h. unter dem Kollektor, wegen der Adsorption an der Erdoberfläche, kleiner zu werden; infolgedessen fängt die Feldintensität an größer zu werden. Die Steigerung der Feldstärke wird aber bei der ersten Wirkung der Sonnenstrahlung rasch zunehmen, denn die Leitfähigkeit am Boden stellt sich schnell her. Ohne die Wirkung der besonderen Umstände, die den Sommertypus charakterisieren, ginge die Steigerung der Feldintensität bis zum Maximum nachmittags, denn die Leitfähigkeit der Luft steigt bis zum Abend. Es ist zu bemerken, daß die Steigerung des Feldes am Morgen gleichzeitig unten und auf dem Eiffelturme (300 m hoch) eintritt.[2]) Das müßte auch geschehen, wenn der Grund dafür in der Adsorption der positiven Ladungen liegt, die sich unter beiden Kollektoren befinden.[3])

So erklärt sich der sogenannte Wintertypus, mit einem Minimum nachts und einem Maximum am Tage. Der tägliche Gang des Sommertypus zeigt die Depression von $10-4^h$ p., welche zu diesen Stunden auf der Höhe des Eiffelturmes fast ganz fehlt. Mehrere Details der Variation erklären sich durch die aufsteigenden Luftströme, welche sich bei der Bodenerwärmung entwickeln und mit sich die positiven Ladungen führen. Die hemmende Wirkung des Luftstroms auf die positiven Ionen zeigt sich deswegen so stark, weil die Beweglichkeit dieser Ionen relativ klein ist. Außerdem heben die steigenden Luftströme den Staub, der in bezug auf die Erde negativ geladen ist.[4]) In der Luft zerstreuen diese Staubteile ihre Ladung[5]), aber die Luft wird an negativen Ionen reicher, weil diese keinen Ausweg haben, der Zufluß der positiven Ionen aber wird durch den Luftstrom verhindert; die Staubschicht verkleinert auch die Ionenbeweglichkeit.

An einem Sommertage steigt also die positive Ionenschicht nach oben und deswegen wächst die Feldkraft auf dem Turme die ganze Zeit bis zum Abend, so lange als die positive Ladung oberhalb des Turmes sich vermehrt und unterhalb desselben sich vermindert. In den niedrigeren Schichten aber tritt gleichzeitig eine Verminderung des Feldes ein, denn oberhalb des Kollektors erscheinen negative Ladungen.[1])

Sobald die aufsteigenden Luftströme aufhören, bekommt die positive Ionenschicht freien Zutritt zur Erde; bei diesem Hinabsteigen tritt das Abendmaximum (an einigen Orten Hauptmaximum) an der Erdoberfläche auf; zur selben Zeit fällt auf dem Eiffelturme schon die Feldintensität.

Was die qualitative Seite anbetrifft, so entspricht die gegebene Erklärung den Beobachtungen, wie auch vielleicht den Veränderungen der Feldstärke bei Sonnenfinsternissen, wann dieselbe, trotz der kurzen Dauer der Bodenabkühlung, fällt. Man muß sogar annehmen, daß, wenn die aufsteigenden Luftströme vor der Finsternis schon Zeit gehabt haben sich zu entwickeln, ihr Aufhören bei der Bodenabkühlung eine temporäre Zunahme der Feldkraft hervorbringen kann, in Analogie zu dem, was oben gesagt ist.

Ob diese Erklärung der einfachen täglichen Variation durch die Veränderung der nur unter dem Kollektor befindlichen Ladungen in quantitativer Hinsicht genügen kann, ist schwer theoretisch zu lösen. Bei der Veränderung des Elektrizitätsgehalts von $\varrho = 0$ bis $\varrho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ E.-S. E. in der Schicht von 10 m wird die Feldintensität an der oberen Grenze dieser Schicht sich um 100 Volt/Meter verändern, z. B. von 150 bis 50 Volt/Meter. Um die 10 m = 1000 cm hohe Schicht mit positiver Elektrizität bis zum Betrag $\varrho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ zu laden, braucht man sehr wenig Zeit, ungefähr 10 Min. bei einem Elektrizitätszufluß von 4×10^{-7} E.-S. E. in 1 Sek.[2]), freilich, wenn man hierbei die mit der Realität vollständig unvereinbare Voraussetzung macht, daß die Ionenadsorption der Erdoberfläche ganz ausgeschlossen ist, die Ionenakkumulation aber die Dichte des Leitungsstromes gar nicht verändert.

1) Bei dem Bodennebel wird nach den Beobachtungen von A. Gockel das Feld sehr stark (diese Zeitschr. **4**, 267, 1903; Meteorolog. Zeitschr. **25**, 14, 1908). Doch können diese Beobachtungen nicht unsere Erklärung umstoßen, denn das starke Feld ist das Endresultat eines sehr komplizierten Prozesses, bei dem Kondensation des Dampfes an den Ionen stattfindet. Herr Gockel meint, daß die Bodennebelschicht negativ geladen ist; es kann aber sein, daß die Feldkraft nur von der Anhäufung der positiven Ionen über dem Beobachter abhängt.

2) Chauveau, „Étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique". Paris 1902, Plan. XII.

3) Es ist jedoch sehr die Frage, ob der Kollektor auf dem Turme Änderungen des Feldes gibt, welche der Höhe des Turmes entsprechen.

4) Kleinere Partikelchen laden sich bei der Reibung negativ in bezug zu den größeren nach Behauptung von N. Hesehus (Journ. Russ. Phys.-Ch. Ges. **34**, 1, 1902).

5) N. Hesehus, ibidem, S. 557. G. Simpson konnte nicht die Staubladung in der Luft konstatieren (diese Zeitschr. **7**, 521, 1906).

1) Wir erwähnen nicht die anderen Faktoren, außer Staub, die negative Ladungen in den niedrigeren Schichten hervorbringen könnten, z. B. ultraviolette Strahlen.

2) H. Gerdien gibt für die Dichte des vertikalen Leitungsstromes an der Erdoberfläche 8×10^{-7} E.-S. E. (Nachr. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Heft I, S. 84, 1907); für ϱ gibt man viel größere Beträge als $0{,}26 \times 10^{-6}$ an. Daunderer berechnet ϱ bis $0{,}9 \times 10^{-6}$, sogar im Monatsmittel (diese Zeitschr. **8**, 285, 1907). A. Gockel hat bis $+0{,}39 \times 10^{-6}$ gemessen (Meteorolog. Zeitschr. **25**, 15, 1908).

Was den experimentellen Weg anbetrifft, so ist schon nach den Beobachtungen von Daunderer[1]) kaum zu bezweifeln, daß die Veränderungen in dem Ionengehalt in der niedrigeren Luftschicht quantitativ groß genug sind, um die Schwankungen des Potentialgefälles zu erklären.

Wir wollen nun die Tatsachen andeuten, die den gegebenen Erklärungen widersprechen, z. B. den täglichen Gang der Unipolarität, der die Maxima am Morgen und am Abend, die Minima am Tage und in der Nacht aufweist, während wir unserer Erklärung gemäß eine große Unipolarität z. B. in der Nacht erwarten sollten.

Doch diesem Element können wir keine große Bedeutung zuschreiben, weil a), wie bekannt, ein gewisser Einfluß des Erdfeldes auf die Zerstreuungsapparate existiert, b) auf die Unipolarität außer der Ionenzahl auch ihre Beweglichkeit einen großen Einfluß hat[2]), und c) der tägliche Gang der Unipolarität nicht allein für heitere Tage berechnet ist; so kann ein schwaches Feld bestehen, ohne daß Überschuß von positiven Ladungen unter dem Kollektor vorhanden wäre, infolge von Wolken, welche an der unteren Oberfläche überhaupt negativ geladen sind.

Die Vergrößerung der täglichen Amplitude im Winter wäre ein großer Widerspruch, aber solch eine Vergrößerung ist nicht bewiesen für die Fälle, wo der tägliche Gang der Luftleitung am Boden klein ist. Im Gegenteil konnte Herr Benndorf in Tomsk im Winter fast gar keinen täglichen Gang des Potentialgefälles feststellen.

Der letzte Umstand erlaubt nicht, die Verstärkung des Feldes im Winter bei der Schneedecke der Wirkung der Sonnenstrahlung auf den Schnee oder überhaupt dem Einfluß der niedrigen Luftschichten zuzuschreiben; es ist schwer, damit den jährlichen Gang des Potentialgefälles auch an den Orten, wo der Winter ohne Schnee ist (Kew), zu erklären. Darum verlangt die Erklärung des jährlichen Ganges die Voraussetzungen

a) daß die Vermehrung der positiven Ladungen in oberen Luftschichten im Winter, als eine Folge der schwachen Sonnenwirkung, stattfindet oder

b) daß eine Verstärkung der eigenen negativen Erdladung im Winter der nördlichen Hemisphäre eintritt[1]), was mit der Ansicht des Herrn Rey übereinstimmt.[2])

Diese beiden Voraussetzungen a) und b) führen zu folgenden Schlüssen:

a) Im Winter, bei schwacher Sonnenwirkung, vermehren sich die positiven Ladungen in den oberen Luftschichten, und die Feldintensität steigt. In Analogie damit kann deswegen die im täglichen Gange während der Nacht beobachtete Abnahme des Feldes nicht durch den Einfluß der oberen Luftschichten erklärt werden und wird die oben angegebene Rolle der niedrigen Luftschichten für die Betrachtungen unentbehrlich.

b) Die Sonnenwirkung verstärkt das Feld; sie vermehrt sozusagen die positive Luftladung oder die negative Erdladung; wenn die Erde sich der Sonne nähert (im Winter der nördlichen Hemisphäre), wird die negative Erdladung stärker.

Was die relative Wahrscheinlichkeit dieser beiden Voraussetzungen anbetrifft, so kann man vielleicht sagen, daß die erste von ihnen mit der Annahme eines von der Sonne ausgehenden negativen Stromes übereinstimmt; sie führt aber zu der Notwendigkeit, den täglichen Gang des Potentialgefälles durch andere Ursachen als den jährlichen Gang zu erklären. Die zweite Voraussetzung b) fordert die Annahme einer Sonnenwirkung mit umgekehrtem Zeichen; in diesem Fall erklärt sich der tägliche und jährliche Gang in gleicher Weise durch die Rolle der oberen Luftschichten; es ist aber wesentlich, daß die Voraussetzung b) nur im Falle der Bestätigung der Idee von Rey annehmbar ist.

Uns erscheint also am wahrscheinlichsten die Wirkung dreier Faktoren auf das Potentialgefälle an heiteren Tagen, nämlich:

1. Der nächtlichen Abkühlung der auf dem Erdboden aufliegenden Luftschicht; durch die Verminderung der elektrischen Leitfähigkeit derselben wird eine Ansammlung positiver Ladungen am Erdboden und infolgedessen eine Abnahme des Feldes über dieser Schicht hervorgerufen. Am Morgen bei der Erwärmung des Erdbodens, wird die Feldstärke wieder hergestellt.

2. Die aufsteigenden Luftströme an

---

1) Daunderer, l. c. Frühere Versuche von F. Exner im J. 1885 ergaben auch sehr große Veränderungen der Feldintensität mit der Höhe. Damit diese Methode, den Elektrizitätsgehalt zu bestimmen, ganz zweifellos wäre, müßte man nur Wasserkollektoren brauchen.

2) Wenn wir unter der Unipolarität die Differenz $\varrho = (N_+ - N_-)\varepsilon$ verstehen und uns auf die S. 18 des Artikels von A. Gockel beziehen, dann werden wir die maximalen Größen ϱ (im Sommer zwischen 7^h a. und 10^h p.) von 12—1 am Tage und von 4—7 am Abend finden, es ergibt sich also keine volle Übereinstimmung mit unseren Voraussetzungen. Aber auch Herr Gockel erkennt die Existenz solcher Ionen an, welche die gebräuchlichen Instrumente nicht imstande sind zu registrieren.

1) Mit anderen Worten: Vermehrung der positiven Luftelektrizität, aber in beiden Hemisphären gleichzeitig.

2) Rey nimmt an, daß in der südlichen Hemisphäre das Feld stärker im Sommer als im Winter ist. „Observations d'électricité atmosphérique sur la terre de Graham et variation du champ à la surface du globe." Annuaire de la Soc. Mét. de France. Juin 1906.

Sommertagen führen positive Ladungen mit sich und lassen dabei einen Überschuß von negativen Ladungen (Staub) zurück; infolgedessen nimmt in den untersten Schichten das Feld ab.

3. Die unmittelbare Wirkung der Sonnenstrahlung ruft negative Ladungen in den höchsten Luftschichten hervor, verkleinert die positiven Ladungen der mittleren Luftschichten und verringert das Potentialgefälle an der Erdoberfläche. Im täglichen Gange tritt dieser Faktor nicht deutlich hervor, möglicherweise infolge einer Verspätung, er offenbart sich aber in ausgesprochener Weise im jährlichen Gange.

St. Petersburg, Physik. Zentral-Observatorium.

(Eingegangen 6. April 1908.)

Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts.

Von P. Zeeman.

Untersuchung der Asymmetrie nach der Methode von Fabry und Perot.

1. Im zweiten Teile meiner Arbeit über „Magnetische Auflösung von Spektrallinien und Magnetkraft“[1]) habe ich nach einer Methode, welche ich als die Methode des ungleichförmigen Feldes bezeichnet habe, die Asymmetrie erforscht, welche die Theorie von Voigt[2]) für den Fall voraussagt, daß die ursprüngliche Linie in ein Triplett aufgelöst wird.

Ein Blick auf die Tafel II meiner genannten Arbeit zeigt sogleich, daß die Beobachtung eine überraschende Bestätigung des theoretischen Ergebnisses von Voigt erbringt, daß die auf der roten Seite liegende Komponente des Tripletts einen etwas kleineren Abstand von der Mittellinie hat als die Komponente auf der violetten Seite.

Um indessen allen Zweifel an der Realität dieses Versuchsergebnisses auszuschließen, hielt ich es für wünschenswert, meine Arbeit nach einer Richtung hin fortzusetzen, die von der Rowlandschen Methode unabhängig ist.

Ich habe jüngst gezeigt[3]), daß man die Auflösung von Spektrallinien durch magnetische Kräfte mit Hilfe der halbversilberten parallelen Platten von Fabry und Perot untersuchen kann.

Wenn man die besondere Form des Instrumentes benutzt, bei welcher der Abstand der versilberten Flächen konstant ist, die Etalon-Form, so kann man noch zwischen zwei Wegen wählen, um die Wellenlängen der Mittellinie und der unter der Einwirkung des Magnetfeldes entstehenden Komponenten zu vergleichen.

Zunächst kann man die Feldintensität willkürlich wählen und die Durchmesser der Interferenzringe messen. Kombiniert man dann nur die Messungen solcher Ringe, die aus demselben Ringe entstanden sind, so wird die Rechnung sehr einfach. Wie ich nämlich in meiner letzten Arbeit nachgewiesen habe, ist dann nicht einmal die Kenntnis der Ordnungszahl der Ringe notwendig.

2. Man kann aber auch die Methode der Koinzidenzen benutzen und die magnetische Kraft so regulieren, daß ein Ring, der sich bei Steigerung der magnetischen Intensität erweitert, mit einem sich zusammenziehenden Ringe koinzidiert.

Die Ringe, welche auf der roten Seite des Spektrums liegenden Komponenten entsprechen, fallen dann mit Ringen zusammen, die Komponenten auf der violetten Seite angehören. Die Intensität der koinzidierenden Ringe ist dann nur wenig geringer als die der unveränderten, und dieser Umstand ist für die Genauigkeit der Messungen von Vorteil.

Es sei λ_o die Wellenlänge der mittleren Komponente des Tripletts, λ_r die der Komponente auf der roten, λ_v die der Komponente auf der violetten Seite. Dann können wir, ohne den Wert der Ordnungszahlen der Ringe zu kennen, die Rechnung nach folgendem Verfahren ausführen:

Es seien P_o, P_r, P_v die Ordnungszahlen der Ringe mit den Winkeldurchmessern x_o, x_r, x_v. Dann haben wir im allgemeinen:

$$\lambda_r = \lambda_o \frac{P_o}{P_r}\left(1 + \frac{x_o^2}{8} - \frac{x_r^2}{8}\right)$$

$$\lambda_v = \lambda_o \frac{P_o}{P_v}\left(1 + \frac{x_o^2}{8} - \frac{x_v^2}{8}\right).$$

Wenn die magnetische Kraft zunimmt, so entspricht λ_r ein sich zusammenziehender, λ_v ein sich erweiternder Ring. Wie ich bei einer früheren Gelegenheit bemerkt habe, können wir für den Fall der Strahlung in einem Magnetfelde $P_o = P_r$ oder $P_o = P_v$ setzen, wenn wir nur solche Ringe λ_r und λ_v in Betracht ziehen, die aus demselben Ringe λ_o entstehen.

Für die Anwendung der Koinzidenzenmethode ist somit das einfachste Verfahren, den Ring, der durch Übereinanderlagerung zweier anderer Ringe gebildet wird, einmal als einen aus einem kleineren Ringe λ_o stammenden Ring λ_v, und ein andermal als einen aus einem größeren Ringe λ_o stammenden Ring λ_r anzusehen.

Mißt man drei Ringe, nämlich den durch

1) P. Zeeman, „Magnetic resolution of spectral lines and magnetic force“, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.

2) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) 1, 376, 1900. S. auch die neueste Arbeit von Voigt, diese Zeitschr. 9, 122, 1908.

3) P. Zeeman, Diese Zeitschr. 9, 209, 1908. S. auch Amsterd. Proc., 28. Dez. 1907.

Zusammenfallen der Ringe λ_r und λ_v gebildeten (Durchmesser $x_c = x_r = x_v$), dann den größten Ring mit dem Durchmesser x_v und schließlich den kleineren mit dem Durchmesser x_v', so kann man das Resultat aus den einfachen Formeln:

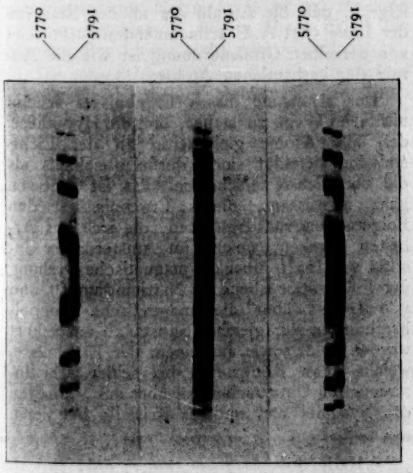
$$\lambda_r = \lambda_v\left(1 + \frac{x_v^2}{8} - \frac{x_c^2}{8}\right)$$

$$\lambda_v = \lambda_v\left(1 + \frac{x_v'^2}{8} - \frac{x_c^2}{8}\right)$$

finden.

3. Ich habe mit einem Etalon mit einem Abstand von nahezu 5 mm zwischen den Platten nach der Koinzidenzenmethode einige Messungen über die magnetische Auflösung der gelben Quecksilberlinien 5791 und 5770 Å.-E. ausgeführt.

Das Ringsystem wurde in der Brennebene einer kleinen achromatischen Linse von 18 mm Apertur und 12 cm Brennweite gebildet. Diese Brennebene fiel genau mit der Spaltebene eines Spektroskops mit einem Prisma zusammen. Die Spaltbreite wurde so weit verringert, daß die Ringe der beiden gelben Quecksilberlinien getrennt beobachtet werden konnten. Die Figur enthält Reproduktionen der Negative (in vergrößertem Maßstabe). Das erste Bild ist ohne Feld aufgenommen worden, das zweite zeigt die erste Koinzidenz (Übereinanderlagerung der Ringe λ_r und λ_v), das dritte gibt die zweite Koinzidenz wieder, bei welcher nun die Ringe λ_r und λ_v mit λ_v zusammenfallen. Die Figur bezieht sich auf Koinzidenzen bei 5770 Å.-E. Negative, welche die Koinzidenzen bei 5791 Å.-E. zeigen, weisen jedoch kaum irgendwelche Verschiedenheit von den hier abgedruckten auf.



ohne Feld | erste Koinzidenz | zweite Koinzidenz

Aus Messungen an einem halben Dutzend Negative, welche die erste Koinzidenz zeigen, ergab sich, daß eine Trennung um 0,166 Ångström-Einheiten bei der Linie 5770 Å.-E. einer Trennung der Linie 5791 Å.-E. um 0,160 Å.-E. nach Rot und um 0,177 Å.-E. nach Violett hin entspricht.

Nun entspricht nach den im § 6 meiner oben in § 1 erwähnten Arbeit gemachten Angaben[1]) eine Trennung um 0,166 Å.-E. einer Feldstärke von 9130 Gauß.

Betrachten wir als den Gegenstand unserer Untersuchung die Bestimmung des Zahlenwertes für die Asymmetrie, so können wir aus den gemachten Angaben entnehmen, daß er 0,017 Å.-E. beträgt. Eine Diskussion der zu befürchtenden systematischen Beobachtungsfehler zeigt, daß die Werte 0,015 Å.-E. und 0,019 Å.-E. noch möglich sind, daß hingegen die Werte 0,011 Å.-E. und 0,023 Å.-E. sehr unwahrscheinlich sind.

Einige nach der Methode der Durchmesser angestellte Messungen weisen darauf hin, daß die Genauigkeit der nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse etwas größer ist als die hier gewonnene.

Die erhaltene Genauigkeit stimmt jedoch vorzüglich mit dem überein, was wir bei Anwendung der Angaben von Fabry und Perot[2]) auf unseren Fall erwarten müssen.

Aus unseren Messungen mit der Methode der versilberten Platten geht zweierlei deutlich hervor, nämlich erstens, daß die positiven Resultate, welche ich bei früherer Gelegenheit nach der Rowlandschen Methode hinsichtlich der asymmetrischen Auflösung in starken Feldern erhalten haben, eine reale Bedeutung besitzen; zweitens, daß die Asymmetrie auch in schwächeren Feldern bestehen bleibt und von solchem Betrage ist, wie zu erwarten steht, wenn Feldstärke und Asymmetrie angenähert proportional sind.

4. Nehmen wir das Vorhandensein und das Wesen der asymmetrischen Auflösung in Übereinstimmung mit der Theorie von Voigt als bewiesen an, so ist sicherlich eine Deutung der Ergebnisse in der Sprache der Elektronentheorie äußerst interessant.

Lorentz[3]) hat die Voigtschen Gleichungen aus der Elektronentheorie abgeleitet, oder genauer gesagt, er gibt ein System von Gleichungen, welche zu demselben Ergebnis führen wie die Voigtschen.

1) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.
2) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys., Jan. 1902.
3) H. A. Lorentz, Rapports présentés au Congrès International de Physique, 1900.

Es sei H die magnetische Feldintensität, λ die Wellenlänge der mittleren Komponente, $\delta\lambda_1$ und $\delta\lambda_2$ die Wellenlängendifferenzen zwischen ihr und den Komponenten auf der roten und auf der violetten Seite, V die Lichtgeschwindigkeit im Äther, und $\frac{e}{m}$ das bekannte Verhältnis zwischen Ladung und Masse des Elektrons. Dann ist nach Lorentz:

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi V}{H\lambda^2}\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}. \qquad (1)$$

Für $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$ geht diese Formel in die Gleichung über, welche zuerst die Bestimmung von $\frac{e}{m}$ ermöglichte. Dieses Verhältnis wird in elektromagnetischen Einheiten gefunden.

Bezeichnet N die Anzahl der Moleküle in der Volumeneinheit, und schwingt in jedem Molekül ein Atom, so haben wir nach Lorentz weiter:

$$Ne = \frac{H}{2\lambda V}\frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}}, \qquad (2)$$

eine Formel, die bereits von Gehrcke und von Baeyer[1]) mitgeteilt worden ist.

Meine eigenen Beobachtungen über die Asymmetrie (siehe § 5 meiner mehrfach erwähnten Arbeit)[2]) scheinen auf den ersten Blick mit dieser Formel im Widerspruch zu stehen. Eines meiner Ergebnisse besagt, daß die Asymmetrie sich mit der Feldstärke ändert; demnach muß sich nach (2) auch Ne ändern, weil sich H und $\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}$ nahezu im gleichen Verhältnis ändern. Nun muß sich eine Zunahme von Ne, oder der Anzahl strahlender Teilchen in der Volumeneinheit, in dem Strahlungsvermögen der Vakuumröhre offenbaren. Eine Betrachtung der Tafel II meiner genannten Arbeit[3]) zeigt, daß bei meinen Versuchen die Lichtintensität der Komponenten tatsächlich im stärksten Teile des Feldes ein Maximum gewesen ist. Wir müssen daher folgern, daß die Verhältnisse des leuchtenden Quecksilberdampfes in dem Geißlerrohre in den verschiedenen Teilen des ungleichförmigen Magnetfeldes ein wenig verschieden waren.

Wir scheinen also mit Voigt[4]) annehmen zu müssen, daß die Änderung des Asymmetriebetrages von Verschiedenheiten in den Verhältnissen des strahlenden Dampfes herrührt.

5. Nachstehende Tabelle I gibt die Ergebnisse der nach Gleichung (1) und (2) auf Grund meiner Beobachtungen an der Linie 5791 Å.-E. ausgeführten Rechnungen wieder. Die letzte Reihe der Tabelle bezieht sich auf die im ersten Abschnitt dieser Arbeit erwähnten Beobachtungen.

Tabelle I.

$\frac{e}{m}$	Ne	Mittlere Auflösung bei 5770 Å.-E.	H
$1{,}92 . 10^7$	$8{,}10 . 10^{-4}$	0,532 Å.-E.	29220
$1{,}92 . 10^7$	$6{,}24 . 10^{-4}$	0,440 „	24140
$1{,}90 . 10^7$	$5{,}97 . 10^{-4}$	0,399 „	21910
$1{,}87 . 10^7$	$5{,}03 . 10^{-4}$	0,328 „	18020
$1{,}87 . 10^7$	$4{,}33 . 10^{-4}$	0,270 „	14800
$(2{,}07 . 10^7$	$4{,}58 . 10^{-4}$	0,166 „	9130)

Dividieren wir die Zahlen der zweiten Spalte durch die der ersten, so finden wir, daß die schwingende Masse (die vermutlich vollständig elektromagnetischer Natur ist) sich nur auf $4 \cdot 10^{-11}$ bis $2 \cdot 10^{-11}$ Gramm/cm^3 beläuft.

Nehmen wir den von J. J. Thomson angegebenen Wert von e, nämlich $1{,}1 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten, an, so können wir die Anzahl N finden. Die Anzahl der in der Volumeinheit vorhandenen Elektronen, welche die Strahlung der Quecksilberlinie 5791 Å.-E. in einer Vakuumröhre hervorrufen, scheint sonach bei unseren Versuchsbedingungen, und je nach der magnetischen Feldstärke, zwischen $8 \cdot 10^{16}$ und $4 \cdot 10^{16}$ im cm^3 zu liegen.

Wir können annehmen, daß bei diesen Versuchen die Temperatur in der Vakuumröhre etwa zwischen 100^0 und 120^0 lag. Die diesen Temperaturen entsprechenden Dampfdrucke des Quecksilbers sind nach Hertz 0,29 bzw. 0,78 mm. Aus diesen Tatsachen im Verein mit anderen bekannten Zahlen können wir folgern, daß die Anzahl der an der Emission der Linie 5791 Å.-E. teilnehmenden Elektronen von derselben Größenordnung ist wie die Anzahl der vorhandenen Atome.

Der Annahme dieses Ergebnisses scheint nichts im Wege zu stehen, und die Hypothese, daß alle Atome gleichzeitig an der Lichtemission beteiligt sind, dürfte gleichfalls als die natürlichste erscheinen. Es ist indessen ganz interessant, dieses Ergebnis mit den Folgerungen zu vergleichen, die sich aus Arbeiten ergeben, welche im Amsterdamer Institut von Hallo über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in Natriumdampf[1]) und von Geest über die magnetische Doppelbrechung in der gleichen Substanz[2]) ausgeführt worden sind, sowie aus einem der Ergebnisse, welche Jean Becquerel bei seinen sehr interessanten Untersuchungen über das Verhalten des Tysonits und anderer Kristalle bei tiefen

1) E. Gehrcke und O. von Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 401, 1906; diese Zeitschr. **7**, 905, 1906.
2) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.
3) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.
4) W. Voigt, Diese Zeitschr. **9**, 120, 1908.

1) Hallo, Diss. Amsterdam 1902. — Arch. Néerl. (2) **10**, 148, 1905.
2) Geest, Diss. Amsterdam 1904. — Arch. Néerl. (2) **10**, 291, 1905.

Temperaturen und in einem Magnetfeld gefunden hat.[1])

Die eben genannten Physiker kommen zu dem Schlusse, daß in den von ihnen untersuchten Substanzen nur ein kleiner Teil der Atome zurzeit an den Emissions- und Absorptionserscheinungen teilnimmt.

Natürlich ist die Annahme nicht im geringsten unwahrscheinlich, da die Verhältnisse in einem Geißlerrohr durchaus andere sind, daß in einem Vakuumrohr die Anzahl der in einem gegebenen Zeitpunkt schwingenden Atome sehr groß ist.

Asymmetrien von Wolfram- und Mōlybdän-Linien, nach Beobachtungen des Herrn Jack.

6. Nicht nur die von mir untersuchten Quecksilber- und Eisenlinien, sondern auch die Linien anderer Stoffe liefern im Magnetfeld asymmetrische Tripletts. Einige Beispiele für sehr ausgeprägte Asymmetrie hat Herr Jack im Physikalischen Institut zu Göttingen gefunden. Ich verdanke es der Freundlichkeit des Herrn Voigt, daß ich in der Lage bin, sie hier mitzuteilen. In der diesbezüglichen Tabelle II sind die Wellenlängen in Ångström-Einheiten angegeben, die Trennung aber in Millimetern nach den Messungen auf den Platten. Für die Kenntnis der relativen Asymmetrie ist das ausreichend.

Bei einigen Linien ist die Asymmetrie umgekehrt, und die Komponente auf der roten Seite hat größeren Abstand. Nach den Bemerkungen des Herrn Jack ist es indessen nicht ausgeschlossen, daß in diesen Fällen die Struktur der Linien nicht ganz einfach ist.

Die angegebenen Werte für die Intensitäten können nach meiner Arbeit in den Proc. Amsterd., Oktober 1907, nur relativen Wert haben. (Tab. II.)

Beobachtung parallel zu den Kraftlinien.

7. In einer Richtung parallel zur magnetischen Kraft müssen die beiden Komponenten des Dupletts nach der Elementartheorie symmetrisch zur unveränderten Linie liegen. Eine Prüfung dieses Punktes erschien ziemlich überflüssig. Indessen machte ich ganz zu Beginn meiner Versuche nach dieser Richtung eine Beobachtung, die mit einer symmetrischen Lage der Komponenten des Dupletts unvereinbar schien.

Bei Betrachtung des Dupletts der Linien 5791 Å.-E. und 5770 Å.-E., die sehr hell

1) Siehe besonders Jean Becquerel, Influence des variations de Température sur la dispersion. Le Radium 1907. — Diese Zeitschr. **9**, 94, 1908.

Tabelle II.

1. Substanz	2. Wellenlänge (λ)	3. Trennung in mm (— nach der violetten Seite, + nach d. rot. Seite)	4. Intensität
Wolfram	2488,89	−0,1474	4
		0	3
		+0,1155	4
„	2522,14	−0,1458	3
		0	2
		+0,1172	3
„	2555,23	−0,1524	3
		0	2
		+0,1140	3
„	2580,63	−0,1281	3
		0	2
		+0,1012	3
„	2606,50	−0,1487	3
		0	2
		+0,1553	3
„	2633,24	−0,1353	3
		0	1
		+0,1010	3
„	2697,81	−0,1695	5
		0	3
		+0,1498	5
„	2774,12	−0,1769	4
		0	2
		+0,1332	4
„	2774,60	−0,1530	4
		0	2
		+0,1364	4
„	2792,85	−0,1720 | 889	2
		−0,0831 |	2
		0	2
		+0,0828 |	2
		+0,1586 | 759	2
„	2856,20	−0,1559	3
		0	1
		+0,1375	3
„	3049,80	−0,2892	6
		0	2
		+0,2519	6
„	3311,53	−0,1590	8
		0	10
		+0,1814	8
„	3361,25	−0,1239	3
		0	4
		+0,1394	3
„	*3373,88	−0,0780	6
		0	6
		+0,0923	4
„	*3413,09	−0,0844	6
		0	6
		+0,1080	6
„	*3429,79	−0,0687	6
		0	6
		+0,0837	3
„	3448,96	−0,0770	3
		0	3
		+0,0879	1

*) Auf der violetten Seite der violetten Komponente ist ein Schatten vorhanden, aber keine weitere Linie, die eine Komponente lieferte.

Tabelle II. (Fortsetzung.)

1. Substanz	2. Wellenlänge (λ)	3. Trennung in mm (— nach der violetten Seite, + nach d. rot. Seite)	4. Intensität
Wolfram	4022,27	—0,2324	3
		0	8
		+0,2032	3
„	4298,55	—0,5339	1
		—0,1235	2
		0	2
		+0,1242	2
		+0,4561	1
Molybdän	2672,93	—0,2224	10
		0	5
		+0,1674	10

waren, beobachtete ich eine schmale und äußerst schwache Linie zwischen den Komponenten beider Linien. Diese schwache Linie schien bei 5770 Å.-E. genau in der Mitte zwischen den Komponenten zu liegen, bei 5791 Å.-E. jedoch nach Rot hin verschoben zu sein.

Offenbar rühren diese schwachen Linien von der Reflektion nahezu senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraft strahlenden Lichtes von der inneren Oberfläche der Kapillare des Geißlerrohres her. Lohmann[1]) hat bei der Untersuchung der Neonlinien eine ähnliche, in seinem Falle aber ganz symmetrische Störung beobachtet. Ich fand, daß die schwache Linie, wie zu erwarten stand, linear polarisiert war.

Das Gesamtbild ähnelt nun, abgesehen vom Intensitätsverhältnis und dem Polarisationszustand, auffallend dem Effekt, den man senkrecht zur magnetischen Kraft beobachtet. Ich habe keine gute Photographie erhalten, welche die äußerst schwache Linie zugleich mit den beiden Komponenten des Dupletts wiedergibt.

Ich habe daher versucht, die unveränderte Linie mit dem Duplett zugleich in das Gesichtsfeld zu bringen. Bekanntlich ist die Verwendung eines Vergleichsspektrums bei Messungen, bei denen ein hoher Genauigkeitsgrad verlangt wird, nicht frei von ernsten Bedenken. Kayser[2]) empfiehlt deshalb als geeignetste Methode, die zur Vergleichung erforderlichen Linien in der Lichtquelle selbst zu erzeugen. In unserem Falle kommt das natürlich nicht in Frage.

Die seitliche Verschiebung, welche die leuchtende Linie im Vakuumrohre unter der Einwirkung des Feldes erleidet, macht es schon bei unveränderter Lage des Vakuumrohres unmöglich, ein bei ausgeschaltetem Felde aufgenommenes Negativ mit einem bei eingeschaltetem Felde aufgenommenen genau zu vergleichen.

Unter den gegebenen Verhältnissen schien daher das beste Verfahren zu sein, mit Hilfe eines halbversilberten Spiegels das Licht einer besonderen seitlich angeordneten Vakuumröhre in das Spektroskop zu reflektieren, und dieses Licht zugleich mit dem der zwischen den Polen angeordneten Röhre zu analysieren. Angesichts der erforderlichen äußersten Genauigkeit gelang indessen auch diese Vergleichung nur unvollkommen. Bei einigen Vergleichungen schien die Linie der unbeeinflußten Lichtquelle sowohl bei der Linie 5770 Å.-E. als auch bei der Linie 5791 Å.-E symmetrisch zu liegen.[1]) Ich trage jedoch Bedenken, diesem Ergebnis einen bestimmenden Wert zuzuschreiben. Wird es als richtig angenommen, so beweist es die Verschiebung der Mitte des Tripletts nach dem roten Spektralende hin. Die Versuche drängten aber mit zwingender Notwendigkeit zu der Frage: Hat die Mittellinie eines Tripletts dieselbe Wellenlänge wie die unveränderte Linie?

8. Die hier betrachteten Wellenlängenänderungen müssen zweifellos äußerst gering sein, denn meines Wissens ist keiner der Physiker, die sich mit den Strahlungserscheinungen in einem Magnetfeld beschäftigt haben, auf eine Erscheinung gestoßen, welche die über diesem Paragraphen stehende Frage entscheidet.

Einige mit einem Stufenspektroskop angestellte Versuche haben mir Anzeichen dafür ergeben, daß verschiedene Spektrallinien, darunter die Quecksilberlinien, in sehr starken Feldern Verschiebungen von der Größenordnung 6 bis 10 Tausendstel Ångström-Einheiten erfahren, die in einigen Fällen nach dem roten Ende hin gerichtet sind. Der Gegenstand scheint interessant genug, um in einer besonderen Arbeit behandelt zu werden. Eine solche hoffe ich recht bald zu veröffentlichen.

1) Lohmann, Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens. Diss. Halle a. S. 1907, S. 62. — Zeitschr. f. wissenschaftl. Photogr. **6**, Heft 1 und 2, 1908.

2) Kayser, Handbuch der Spektroskopie 1, 732.

1) Dieses Ergebnis habe ich am 29. Februar 1908 der Amsterdamer Akademie der Wissenschaften mitgeteilt.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. April 1908.)

Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.

Von O. M. Corbino.

1. Eine sphärische Strahlungsquelle S von kleinen Dimensionen möge Strahlungen von der Wellenlänge λ und den nahe benachbarten Wellenlängen emittieren und absorbieren, so daß sie durch Emission oder durch Absorption zu einer feinen Linie Anlaß gibt. Ihre

Dimensionen mögen so groß sein, daß, wenn sie im Mittelpunkte einer im Innern vollkommen spiegelnden Kugelfläche angeordnet wird, die emittierten Strahlen nach einer einzigen Reflektion vollständig wieder absorbiert werden.

Wenn die Strahlungsquelle und die Kugel in ein gleichförmiges Magnetfeld von der Richtung AB (Figur 1) gebracht werden, so ändern

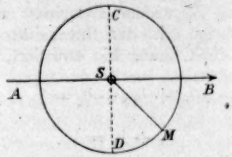


Fig. 1.

sich infolge des Zeemanphänomens die Emission und die Absorption. Die Strahlungsquelle emittiert im einfachsten Falle eine Schwingung parallel zu AB von der Wellenlänge λ und zwei weitere zirkulare Schwingungen von den Wellenlängen λ_1 und λ_2 — $[\lambda_1 < \lambda < \lambda_2]$ — in der zu AB senkrechten Ebene. Von diesen beiden dreht λ_1 im Sinne des magnetisierenden Stromes, ist also, in der Richtung BS gesehen, linksdrehend, während die andere im entgegengesetzten Sinne dreht.

Der optische Effekt in irgendeiner Richtung rührt von diesen drei Komponenten her, oder besser von ihren Projektionen auf eine zum Strahl senkrechte Ebene. — So werden sich in der Richtung SB nur zwei zirkulare Schwingungen [λ_1 (↺), λ_2 (↻)] fortpflanzen, in der Richtung SA zwei entgegengesetzt zirkulare [λ_1 (↻, λ_2 ↺)], in der Richtung SC oder SD drei geradlinig schwingende Strahlungen [λ_1 ↕, λ ↔, λ_2 ↕], und endlich in der Richtung SM, wie dies von Righi[1]) nachgewiesen worden ist, drei Strahlungen, von denen eine, λ, geradlinig polarisiert ist, die beiden übrigen, λ_1 und λ_2, elliptisch polarisiert sind, wie es im einzelnen auf Grund der vorstehend entwickelten Regel vorauszusehen ist.

Die Strahlung zwischen der Strahlungsquelle und der spiegelnden Fläche wird hierdurch von Grund aus verändert. Wie der Versuch zeigt, absorbiert nämlich die Strahlungsquelle die von ihr emittierten Strahlungen in der Richtung, in welcher sie zuerst hindurchgehen. Sie wird daher nach einer einzigen Reflektion an der Kugel noch die in der Äquatorialebene CD emittierten Strahlungen absorbieren, aber eine Reflektion wird für die längs der Achse AB oder in den übrigen Richtungen emittierten Strahlungen nicht mehr ausreichen.

1) A. Righi, Mem. Acc. Bologna **8**, 263, 1900.

So werden die Strahlen von der Wellenlänge λ_1 (linksdrehend) und λ_2 (rechtsdrehend), die sich längs SB fortpflanzen, nach der Reflektion ebenso bleiben und bei der Rückkehr nach S nicht mehr absorbiert werden, weil eben S in der Richtung SA eine rechtsdrehende Strahlung λ_1 und eine linksdrehende λ_2 emittiert. Es wird sich also in der Richtung SA, und ebenso in der Richtung SB, eine komplexe Strahlung von doppelter Intensität fortpflanzen wie die, welche sich ohne das Feld fortpflanzen würde, oder wie die, welche sich, auch mit dem Felde, längs SC und SD fortpflanzt. Die Absorption wird für die nichtäquatorialen Strahlen nach zwei Reflektionen, oder gar schon nach einer, vollendet sein, wie leicht ersichtlich ist.

Diese Störung wird beseitigt werden, wenn wir die spiegelnde Wandung mit einer kugelförmigen doppeltbrechenden Schicht von einer Viertelwellenlänge auskleiden, deren Hauptschnitt in jedem Punkte nach der Tangente an dem durch die Feldachse gelegten Meridian orientiert ist. Durch diesen Kunstgriff werden die geradlinigen Schwingungen, welche sich in der Äquatorialebene fortpflanzen, nicht verändert werden; die übrigen zirkularen oder elliptischen Schwingungen in nichtäquatorialen Richtungen werden bei der ersten Reflektion zweimal durch die Viertelwellenlängenplatte hindurch gehen, die überall so orientiert ist, daß sie den Drehungssinn umkehrt und dadurch die betreffenden Strahlungen beim Durchgang durch die Strahlungsquelle S absorbierbar macht. —

2. Dies vorausgeschickt, wollen wir die in Figur 2 dargestellte Anordnung betrachten. Zwei identische Strahlungsquellen S_1, S_2, die von spiegelnden Kugelflächen umgeben sind,

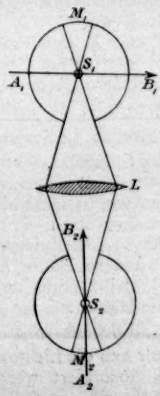


Fig. 2.

welche ihrerseits mit einer Viertelwellenlängenplatte ausgekleidet sind, senden einander gegenseitig ihre Strahlungen durch zwei Öffnungen und eine in geeigneter Anordnung zwischengeschaltete Linse L hindurch zu. Das Gleichgewicht wird erhalten durch die Gleichheit der von den beiden Strahlungsquellen emittierten und absorbierten Energiemengen.

Wir wollen nun annehmen, daß auf die beiden Strahlungsquellen zwei gleichförmige Magnetfelder in den Richtungen A_1B_1 und A_2B_2, also in zwei zueinander senkrechten Richtungen, wirken.

Wir wollen beweisen, daß, wenn S_1 und S_2 durch die beiden Öffnungen gleiche Energiemengen, die wir gleich 1 setzen wollen, emittieren, daß dann die Strahlungsquelle S_1 $^2/_3$ ihrer eigenen Energie und $^2/_3$ der von S_2 kommenden absorbiert, während S_2 $^1/_3$ ihrer eigenen und $^1/_3$ der von S_1 kommenden absorbiert, daß also im ganzen S_1 und S_2 gleich viel emittieren, daß aber die erste Strahlungsquelle doppelt so viel Energie absorbiert wie die zweite, obschon beide Strahlungsquellen identisch sind. Der Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ist offenbar, und wir werden auf irgendeine Weise die Herrschaft dieses Satzes wieder herstellen müssen, wie im folgenden zu untersuchen sein wird.

3. Wir beginnen mit der Bemerkung, daß es unnütz ist, die Strahlungen zu berücksichtigen, welche von S_1 und S_2 gegen die Kalotten M_1 und M_2 der Spiegel emittiert werden, da diese infolge der Anwesenheit der Viertelwellenlängenplatte vollständig von den Strahlungsquellen wieder absorbiert werden. Wir brauchen also nur die Strahlung, welche jede Strahlungsquelle der anderen zusendet, bis zu ihrer vollständigen Auslöschung zu verfolgen.

S_1 sendet folgende Strahlungen aus: λ_1 [Intensität $^1/_4$; Schwingung ↕], λ_2 [Intensität $^1/_4$; Schwingung ↕] und λ [Intensität $^1/_2$; Schwingung ↔]. Von der ersten Strahlung absorbiert S_2 eine zirkulare Komponente [Intensität $^1/_8$; Schwingung (↻]; es bleibt die zweite Komponente [Intensität $^1/_8$; Schwingung ↺)] übrig, die von dem Spiegel reflektiert wird, ihre Richtung und ihren Drehungssinn umkehrt, und infolgedessen von S_2 nicht absorbiert wird. Sie geht also weiter nach S_1, wo ihre eine Hälfte [Intensität $^1/_{16}$; Schwingung ↕] absorbiert wird; die andere Hälfte [Intensität $^1/_{16}$; Schwingung ↔] bleibt übrig und kehrt nach S_2 zurück, wo die Hälfte von ihr [Intensität $^1/_{32}$; Schwingung (↻] absorbiert wird, usf.

Summieren wir nun die Lichtmengen, welche von S_1 und S_2 absorbiert werden, für jede Strahlungsquelle einzeln, so finden wir für S_1:

$$^1/_{16} + ^1/_{64} + \ldots = ^1/_{12},$$

und für S_2:

$$^1/_8 + ^1/_{32} + \ldots = ^1/_{16}.$$

Eine analoge Überlegung, für die Komponente λ_2 ↕ führt zu demselben numerischen Ergebnis. Was die Komponente λ [Intensität $^1/_2$; Schwingung ↔] anlangt, so erkennt man leicht, daß S_2 von ihr nichts absorbiert, und daß sie nach Zurücklegung des Weges $S_1S_2M_2S_2S_1$ vollständig von S_1 wieder absorbiert wird. Von der Strahlung mit der Intensität 1, welche S_1 gegen die Öffnung hin emittiert, absorbiert also S_1 selbst:

$$^1/_{12} + ^1/_{12} + ^1/_2 = ^2/_3$$

und S_2:

$$^1/_6 + ^1/_6 = ^1/_3.$$

In ähnlicher Weise ergibt sich, daß von den Strahlungen λ_1 [Intensität $^1/_2$; Schwingung (↺)] und λ_2 [Intensität $^1/_2$; Schwingung (↻)], welche S_2 gegen S_1 hin emittiert, S_1 die Energie $^2/_3$ und S_2 den Rest, also $^1/_3$, absorbiert. Sonach absorbiert im ganzen S_1 die Energie $^4/_3$ und S_2 die Energie $^2/_3$, wie wir behauptet hatten.

4. Dieses Ergebnis ist nicht notwendig an die Gegenwart der Viertelwellenlängenplatte gebunden. Man kann nämlich auch ohne deren Vorhandensein beweisen, daß, während jetzt die zirkularen Strahlungen nach der Reflektion ihren Drehungssinn beibehalten, die von S_1 und S_2 in direkter Richtung (von S_1 nach S_2 und von S_2 nach S_1) emittierten Strahlungen gleich stark von beiden Strahlungsquellen absorbiert werden, daß aber ferner S_1 die eigene in der Richtung S_1M_1 emittierte Strahlung wieder absorbiert, während S_2 die eigene in der Richtung S_2M_2 emittierte nicht absorbiert, daß vielmehr diese letztgenannte Strahlung sich der von S_2 in der Richtung S_2S_1 emittierten superponiert und dadurch zu einer Verdoppelung der von S_2 kommenden Energie führt. Das Endergebnis ist qualitativ identisch: während nämlich in dem im Abschnitt **3** erörterten Falle von S_2 nach S_1 ein kontinuierlicher Energiefluß gleich der Differenz der Gesamtabsorptionen, nämlich gleich $^2/_3$, stattfand, wird dieser Differentialenergiefluß, immer unter Berücksichtigung der Emission gegen die Kalotten M_1 und M_2 hin, nunmehr gleich 1.

5. Zu analogen Schlußfolgerungen kommt man gleichfalls, wenn man die Spiegel fortläßt und nur zwei identische Strahlungsquellen S_1 und S_2 in zueinander senkrechten Magnetfeldern einander gegenüberstellt. Für diesen Fall ergibt sich die Rechnung sogar ohne weiteres, und wir finden, wenn wir die von einer Strahlungsquelle der anderen zugestrahlte Energie als 1 bezeichnen, daß S_2 davon $^1/_4$ und S_1 $^1/_2$ absorbiert. Der Rest entweicht nach

beiden Seiten infolge der unvollkommenen Absorption, was, wie in den Abschnitten **3** und **4** berücksichtigt werden muß, um dem Bedenken zu begegnen, daß diesen sich in den freien Raum fortpflanzenden Strahlen die Aufgabe zugeteilt werden könnte, den vom zweiten thermodynamischen Hauptsatz geforderten Ausgleich zu bilden, wie das nach Planck beim Wienschen Paradoxon[1]) geschieht. — In unserem Falle könnte man beispielsweise beobachten, daß die übrig bleibenden Strahlen schließlich irgendwo von einer auf tiefer Temperatur befindlichen Wand absorbiert werden und dadurch den Ausgleich herstellen.

6. Wir wollen jetzt versuchen, wenn möglich dem Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz zu begegnen, den wir in der Hypothese finden, daß die untersuchten Strahlungen Temperaturstrahlungen seien.

Zunächst könnte das in der Richtung der Kraftlinien emittierte Licht weniger intensiv sein als das in der Richtung senkrecht dazu emittierte; es müßte dann aber die erstere die Hälfte der letzteren sein, was der Versuch trotz der bemerkenswerten Übereinstimmung mit dem erwarteten Ergebnis keineswegs zeigt. Zweitens könnte die Verteilung der Intensität auf die in der Richtung normal zum Felde emittierten Komponenten λ_1, λ, λ_2, anders sein, als wir vorausgesetzt haben, und wie allgemein, besonders seit den letzten Versuchen von Zeeman[2]), angenommen wird. Um aber den Widerspruch zu vermeiden, müßte geradezu die Komponente λ parallel zur Feldrichtung, die doch die intensivste ist, überhaupt nicht vorhanden sein, was doch sicherlich nicht der Fall ist.

Es bleibt sonach nur übrig, die Hypothese auszuschließen, daß die Strahlungsquellen S_1 und S_2 thermisch emittieren. Wenn sie nämlich aus Metalldämpfen beständen, welche auf irgendeine Weise auf hohe Temperatur erhitzt würden, so daß die Emission unbegrenzt andauerte und nur Wärme verausgabt würde, so würde sicherlich der zweite Hauptsatz verletzt werden. Wenn aber die Emission unmittelbar chemischen oder elektrischen Ursprungs wäre, so würde der ungleiche Energieaustausch zwischen zwei identischen Körpern, nur infolge des Auftretens zweier zueinander senkrechter Magnetfelder, einen ganz vereinzelten Fall darstellen, aber wir würden doch aus dem Gebiete der Unmöglichkeiten herauskommen, und der Weg, auf dem der Ausgleich zu suchen wäre, würde von neuem erschlossen sein.

1) M. Planck, Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 206, 1900; Ann. d. Phys. (4) **3**, 766, 1900; W. Wien, Ann. d. Phys. (4) **3**, 530, 1900.
2) P. Zeeman, Kon. Akad. Amsterdam, 28. Nov. 1907.

Ich glaube also, daß man schließen darf:

I. Zwei identische Lichtquellen, welche dem Einfluß eines Magnetfeldes unterliegende Linienspektren haben und in geeigneter Weise angeordnet sind, absorbieren die Strahlungen, welche sie einander zusenden, in verschiedenem Maße, und daraus ergibt sich ein kontinuierlicher Energiefluß in einer bestimmten Richtung.

II. Daher emittiert ein auf hohe Temperatur gebrachter Metalldampf bei Ausschluß anderer chemischer und elektrischer Vorgänge entweder keine Spektrallinien, oder falls er solche emittiert, so zeigen sie das Zeemanphänomen nicht.

Ich erinnere bei dieser Gelegenheit daran, daß nur für einige Bandenspektren der Nachweis erbracht worden ist, daß ihre Emission eine Temperaturstrahlung ist; und gerade die Bandenspektren unterliegen nicht dem Einfluß eines Magnetfeldes.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. April 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen.

Von J. Koenigsberger und K. Schilling.

Im folgenden seien zunächst kurz einige Beobachtungen über die Änderung des elektrischen Leitvermögens zwischen -180^0 und $+200^0$ sowie über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und über Vorhandensein von Polarisation gegeben, die der eine von uns noch eingehender mitteilen und bis zu höheren Temperaturen fortsetzen wird.

I. Elemente.

Es wurden Elemente untersucht, die nach ihrer Stellung im periodischen System und ihrem physikalischen und chemischen Verhalten verwandt sind. Wir wollten vor allem feststellen, ob die für Elemente vermuteten Umkehrpunkte[1]) und Minimumspunkte der Widerstandskurve sich in bequem erreichbarem Temperaturintervall an leicht erhältlichen Substanzen auffinden lassen. Die Tatsachen der Chemie lehren, daß in einer Reihe des periodischen Systems mit steigendem Atomgewicht die metallischen Eigenschaften sich stärker geltend machen. Da bei Graphit, wie Versuche[2]) gezeigt hatten, der Umkehrpunkt

1) Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **4**, 158, 1907. Es sei hier noch ergänzend erwähnt, was dem einen von uns früher leider entgangen ist, daß schon O. Lehmann (Zeitschr. f. Krystallogr. **12**, 410, 1887) betont hat, daß Metalloxyde und -sulfide metallisch leiten und daß geschmolzenes Eisenoxyduloxyd ebenfalls metallisch leitet.
2) Vgl. J. Koenigsberger u. O. Reichenheim, diese Zeitschr. **7**, 570, 1906.

über 1000° liegen muß, da aber andrerseits Vorversuche gezeigt hatten, daß Zirkon bei Zimmertemperatur eine den Metallen analoge Temperaturkurve des Widerstands aufweist, so wurde die Reihe Silizium-Titan-Zirkon untersucht.

Die Metalle wurden von der Chemischen Fabrik „List" E. de Haën, Seelze bei Hannover, geliefert. Die Art der Darstellung, die uns von der Fabrik freundlichst mitgeteilt wurde: Elektrolyse der Oxyde bei ca. 3600° mit Kohlenelektroden, — läßt erwarten, daß Verunreinigungen nur spärlich sind. Das Siliziummetall, das mikroskopisch untersucht die pseudohexagonale Struktur des reinen Siliziums zeigt, enthält nur geringe Mengen Kieselsäure. Wie die Auflösung in reiner Natronlauge beweist, ist es sonst chemisch rein, Kohle ist nur in kaum nachweisbaren Spuren ($<$ 0,01 Proz.) enthalten, ebenso Eisen. Das Titan, das aus Rutil reduziert ist, enthält Spuren von Eisen und Silizium, das Zirkon etwas Kohlenstoff. Bei diesen an sich schlechter leitenden Substanzen haben selbstverständlich gleichförmig verteilte Beimengungen einen viel geringeren Einfluß auf das elektrische Leitvermögen als bei gutleitenden Metallen.

Die Metallstücke haben stellenweise einige Poren; es wurden stets die besten ausgesucht, doch mag wohl die absolute elektrische Leitfähigkeit in ganz kompakten Stäben noch etwa um 5—10 Proz. besser sein. Auf den Verlauf der Widerstandskurve hat das jedoch keinen Einfluß.

Der Widerstand der Metallstäbe, die aus den Stücken geschliffen wurden, war nicht groß, weil bei dem starken Druck, der notwendig ist, um absolut reproduzierbare Kontakte zu erzielen, nur kurze und ziemlich dicke Stäbe verwandt werden können. Deshalb wurde der Zuleitungswiderstand nach der Thomsonschen Brückenschaltung in der Hauptsache eliminiert und außerdem der übrigens sehr geringe „Übergangswiderstand", der die Summe der Elektrodenwiderstände etc. ist, sorgfältig für sich zwischen — 200° und + 300° gemessen, indem zwischen die Elektroden, Goldblatt auf Platin, ein oberflächlich schwach oxydiertes Kupferstück von 5 × 5 mm Querschnitt und 3 mm Länge eingeschaltet wurde.[1]) Dieser „Übergangswiderstand" hat, wie zu erwarten war, den Temperaturkoeffizienten des Platins.

Die Temperaturen zwischen 0° und 200° wurden mit geeichtem Quecksilberthermometer, zwischen 0° und — 180° und oberhalb 200° mit dem Platinwiderstandsthermometer von W. C. Heraeus gemessen; letzteres hat sich mit Golddrahtzuleitung sehr gut bewährt. Die Eichtabelle wurde nachkontrolliert; es war nur von vornherein eine Nullpunktsverschiebung vorhanden; die Koeffizienten waren richtig.

Über 0° wurde durch den Ofen Stickstoff in langsamem Strom geleitet. Die Einspannvorrichtungen, für niedrige Temperaturen Nickel, für höhere Porzellan, etc. sollen a. a. O. beschrieben werden. Die im folgenden mitgeteilten Kurven sind Mittelwerte aus einer Reihe von Messungen; auch verschiedene Stäbe zeigen dieselbe Form der Kurve. Selbstverständlich hängt die Krümmung nur vom Verhältnis der Ordinateneinheit zur Abszisseneinheit ab, und dieses wurde der jeweiligen Genauigkeit der Messungen entsprechend gewählt. Die Widerstände sind in den Kurven gleich auf absolute Werte ($\varrho p \cdot 1\,\mathrm{cm}^3$) umgerechnet.

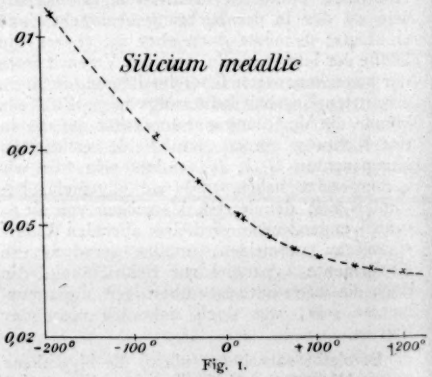


Fig. 1.

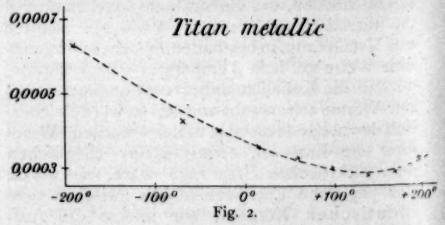


Fig. 2.

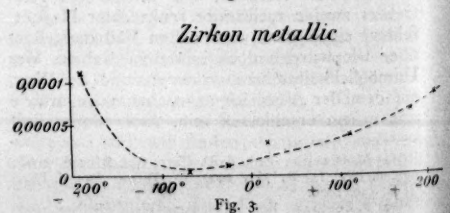


Fig. 3.

1) Hierbei zeigte sich, daß der „Übergangswiderstand" Goldplatt-Oxyd verschwindend klein ($<$ 0,0001) ist, da wir dieselben Werte erhielten, gleichgültig, ob wir das oxydierte Kupfer zwischen die Elektroden schalteten oder diese direkt aufeinander preßten.

Die Durchrechnung der Werte nach der aus der Elektronendissoziation sich ergebenden Formel $w = w_0 (1 + \alpha t \pm \beta t^2)\, e^{\frac{-q}{(t+273)\cdot 273}}$ soll a. a. O. erfolgen. Es ergibt sich, daß α und β für alle 3 Metalle dieselben hohen Werte wie für Graphit besitzen, daß aber die Dissoziationswärmen q in der Reihe mit steigendem Atomgewicht abnehmen. Daher liegt der Minimalwert $\left(\frac{dw}{dt} = 0\right)$ für Graphit bei etwa 1800° C, für Silizium etwa bei 800°, für Titan bei + 150°, für Zirkon etwa bei — 100° (die Werte für Zirkon sind am wenigsten genau, weil dessen Widerstand am kleinsten ist). Titan ist also ein Element, dessen Minimumspunkt innerhalb bequem erreichbarer Temperaturen liegt.

Diese Bestätigung des aus dem periodischen System der Elemente vorauszusagenden Verhaltens zeigt auch, bei welch andern Elementen wir einen erreichbaren Umkehrpunkt, also größeres q, erwarten können. Es sind das in den Reihen metallischer Elemente die mit niedrigem Atomgewicht, also Lithium, Natrium, Beryllium, Magnesium, Bor (metall. Modif.), Aluminium, Vanadin, vielleicht Chrom und Mangan, Zink, Arsen, Antimon. Dagegen wird q sehr klein bei Gold, Platin, Quecksilber etc. sein; es wird daher ein Umkehrpunkt und Minimumspunkt sich dort erst bei den niedrigsten Temperaturen geltend machen und leicht durch Verunreinigungen vorgetäuscht werden können. Doch dürften auch bei den erstgenannten Elementen, mit Ausnahme von Arsen und Antimon, die Umkehrpunkte teilweise so tief liegen, daß eine vollkommen befriedigende Untersuchung nur in einem Laboratorium, wo Wasserstoff verflüssigt werden kann, durchzuführen wäre.

Von nichtmetallischen Elementen kämen dagegen nur die mit höchstem Atomgewicht, wie Tellur, wo der Minimalwert des Widerstandes nach den Messungen von Matthiessen, Exner u. a. etwa bei 70° zu suchen wäre, in Betracht.

An Titan wurde bei 2 Temperaturen die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und die Abwesenheit einer Polarisation, die größer als 0,0001 Volt wäre, nachgewiesen.

II. Kristallisierte Verbindungen ohne Salzcharakter, die in Wasser nicht dissoziieren.

Da an derartigen Substanzen der Übergang zwischen dem Bereich der vorwiegenden Elektronendissoziation mit negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstands und der metallischen Leitung mit positivem Koeffizienten bisher nur an den sehr schwer frei von Einschlüssen zu erhaltenden Pyritkristallen nachgewiesen war, suchten wir Substanzen zu finden, die leichter rein erhältlich sind.

Zunächst überzeugten wir uns im Hinblick auf Untersuchungen von F. M. Jäger[1]) über die elektrische Leitfähigkeit des Antimonits und von F. Haber und St. Tolluczko[2]), ob das Ohmsche Gesetz gültig ist und ob Polarisation oder unipolare Leitung auftritt. Hier seien nur folgende Zahlen gegeben:

Magnetit: Stromstärke ca. 0,1 A, $\Omega = 68{,}85$, Pole vertauscht $\Omega = 68{,}85$, Stromstärke ca. 0,0001 A, $\Omega = 68{,}8$, Pole vertauscht 68,8.

Ilmenit: $i = 0{,}1$ A, $\Omega = 49{,}24$, vertauscht 49,23, $i = 0{,}0001$ A, $\Omega = 49{,}3$, vertauscht 49,3. Unipolare Leitung ist also nicht vorhanden.

Bei keiner der Substanzen war nach noch so langem Stromdurchgang und momentaner Beobachtung Polarisation größer als 0,0001 Volt zu bemerken.

Die folgenden Zahlen sind auch wieder Mittelwerte und in derselben Weise wie oben angegeben erhalten, ebenso gilt für die Kurven das oben Gesagte.

1. Magnetkies von Morro Velho in Brasilien, von Dr. F. Krantz in Bonn bezogen, hat eine gleichmäßige Zusammensetzung und ist fast frei von Durchwachsungen. Parallel der Achse geschnittene Stäbe zeigen, wie aus nachstehender Kurve zu ersehen, den Minimalwert bei etwa + 160° C. Die Verf. sind in der Lage, Material zum Studium dieser Erscheinung abgeben zu können.

1) F. M. Jäger, Zeitschr. f. Krist. **44**, 45, 1907.
2) F. Haber u. St. Tolluczko, Zeitschr. f. anorgan. Chemie **41**, 407, 1904.

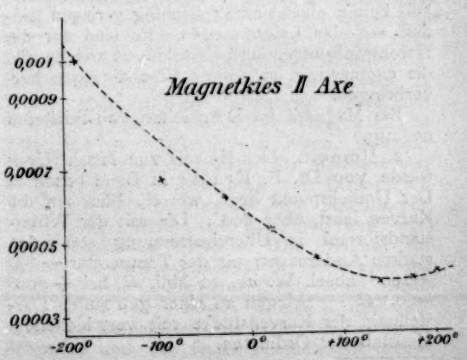


Fig. 4.

Für Magnetkies ⊥ zur Achse liegt der Umkehrpunkt höher als 200°. Der Zusammenhang mit dem durch die Untersuchungen von P. Weiß und J. Kunz[1]) klargelegten Aufbau aus Elementarmagneten und mit der Änderung der Magnetisierung durch die Temperatur soll a. a. O. besprochen werden.

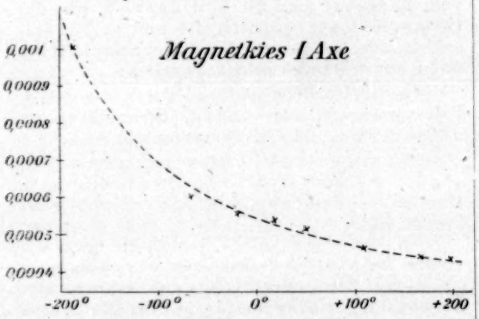


Fig. 5.

Ein anderes geeignetes Material zur Aufsuchung des Umkehrpunktes ist Magnetit von Moriah Mine Port Henry, Essex Co., New York, von Jul. Böhm in Wien bezogen, von welchen die Verf. ebenfalls Stücke zur Untersuchung dieser noch wenig beachteten Erscheinung abtreten können. Magnetite von andern Fundorten haben annähernd gleichen Widerstand und die gleiche Kurve, aber wie schon das Abtasten mit Drahtspitze und Amperemeter zeigt, ist es schwer, homogene Stücke von mehr als wenigen mm Kantenlänge zu erhalten, selbst wenn man ganz große, scheinbar einheitliche Kristalle verwendet. Die optische Untersuchung zeigt, daß teils Durchwachsung von Kieselsäure, teils von Eisenoxydhydrat dies verursachen. Die geringen Variationen der chemischen Zusammensetzung (Beimengungen von TiO_2 etc. im Molekül) haben einen verhältnismäßig geringen Einfluß auf das Leitvermögen. Es sind nur die Durchwachsungen und Einschlüsse, welche alle die eigenartigen störenden Erscheinungen hervorbringen.

Bei Magnetit ist Durchleiten von Stickstoff unnötig.

2. Ilmenit. Der Ilmenit von Miask (Ural) wurde von Dr. F. Krantz in Bonn bezogen. Der Umkehrpunkt liegt, wie ein Blick auf die Kurven lehrt, über 800°. Die mit der Widerstandsformel in Übereinstimmung stehenden starken Änderungen mit der Temperatur — bei −180° absol. W. ca. 10 Mill. Ω bei +700° = 0,1 Ω — zwingen zu einer getrennten Darstellung der Kurvenstücke mit verschiedenem Maßstab der Ordinaten.

1) P. Weiß u. J. Kunz, Journ. de phys. Juli u. Dez. 1905.

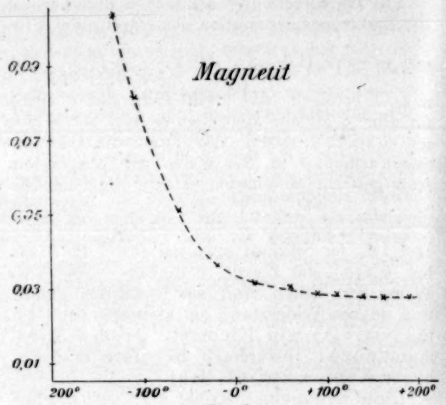


Fig. 6.

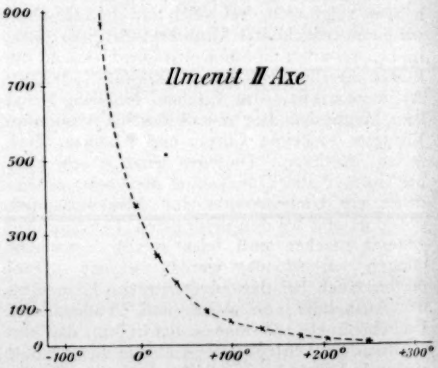


Fig. 7.

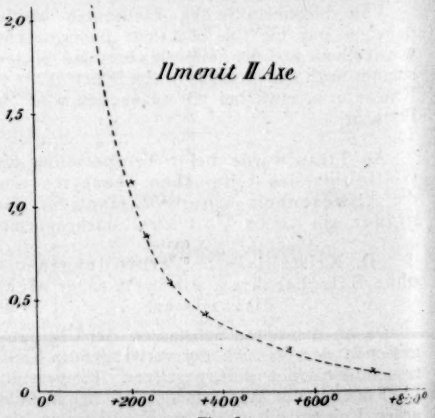


Fig. 8.

Beachtenswert ist, daß Ilmenit eine Verbindung der beiden Oxyde FeO und TiO_2, von denen das erstere basischen, das letztere Säurecharakter besitzt, dem Gesetz der Elektronendissoziation folgt und keine Spur nachweisbarer Polarisation zeigt. Wir möchten noch bemerken, daß für alle Verbindungen mit Elektronenleitung der Minimalwert des Widerstandes etwa zwischen 0,0003 und 0,025 $\Omega\, p \cdot cm^3$ liegt.

III. Kristallisierte Verbindungen mit Salzcharakter.

Daß amorphe Verbindungen mit Salzcharakter elektrolytisch leiten, ist längst bekannt, das zeigten namentlich die Beobachtungen von E. Warburg an Gläsern.[1]) Der eine von uns war der Ansicht, daß hingegen möglicherweise (wie loc. cit. ausdrücklich betont) kristallisierte Verbindungen mit Salzcharakter Elektronenleitung besitzen und daß die an Chlor- und Jodsilber, an Chlorzink[2]) etc. beobachtete Elektrolyse im festen Zustand auf sekundäre Erscheinungen zurückzuführen sei. Hierbei war eine in der Zeitschrift für anorg. Chemie 41, 407, 1904 von F. Haber und St. Tolluczko veröffentlichte Untersuchung übersehen worden; in dieser hatten die beiden Verf. gezeigt, daß festes Chlorbaryum weit unter seinem Schmelzpunkt etwa bei 400° Elektrolyse zeigt, die dem Faradayschen Gesetz folgt und bei ca. 600° eine dauernde Polarisation von 1,9 Volt (mit Nickelanode und unangreifbarer Kathode) aufweist. Ebenso gelang es den Verf., Daniellketten aus festem Chlorblei-Chlorsilber bei 145° herzustellen. Ferner hat Hr. Haber neuerdings, wie er uns freundlichst mitteilte, Ketten von dem Typus Silber, festes Chlorsilber, festes Chlornatrium, festes Silbersulfat, Silber studiert und an der Grenze der festen Elektrolyte elektromotorische Kräfte gemessen. Damit war also die elektrolytische Leitung dieser Salze festgestellt. Da aber gerade Salze wie Chlorsilber, Chlorblei, auch Chlorbaryum bei höheren Temperaturen plastisch sind, lag es nahe anzunehmen, daß diese Art Übergang des festen in den flüssigen Zustand an Stelle der Elektronenleitung die elektrolytische Leitung treten läßt. Wir haben deshalb ein Salz zu finden gesucht, das bei hoher Temperatur nicht merklich plastisch wird. Als solches erwies sich kristallisiertes rhombisches Baryumsulfat von Cornwall. Es müssen ganz klare Kristalle langsam auf schwache Rotglut erhitzt werden; dann lassen sich unter den infolge der Sprengwirkung der Einschlüsse gebildeten Bruchstücken größere für Versuche geeignete Stücke ausfindig machen.

Der absolute Widerstand parallel der b-Achse beträgt bei 800° etwa 20000 Ω. Nach Durchleiten eines Stromes von ca. 2 Milliampere während 7 Min. ergab sich stets gegen Goldelektroden eine Polarisation von 1,09 Volt, die allmählich zurückging und praktisch nach ca. 15 Min. verschwand. Die Oberflächen des Spaltblättchens waren deutlich rauh geworden. Also ist auch bei diesem nicht merklich plastischem Salz Polarisation vorhanden. Kristallisierte Substanzen mit ausgeprägtem Salzcharakter können also jedenfalls elektrolytisch leiten.

Die Änderung des Widerstands mit der Temperatur haben wir noch nicht genauer untersucht. Die schönen Versuche von C. Rasch und W. Hinrichsen (Zeitschr. f. Elektrochem. 1908, S. 41) weisen darauf hin, daß die Gleichung von van't Hoff auch für die Dissoziation der Moleküle in Ionen, also für feste Elektrolyte gilt. Der Unterschied gegenüber der metallischen Leitung wäre dann nur der, daß die Umkehr des Temperaturkoeffizienten und der Minimalwert des Widerstandes fehlen.

Diese Resultate legen die Frage nahe, welche festen kristallisierten Verbindungen durch Elektronen und welche durch Ionen leiten, und ob vielleicht bei einigen beides gleichzeitig statthat. Die Unterscheidung nach dem Salzcharakter, die der eine von uns vorgeschlagen hat, dürfte richtig sein, läßt sich aber nicht quantitativ formulieren. Es scheint uns, daß Substanzen, welche in Wasser, wenn auch nur spurenweise, dissoziieren (wie Baryumsulfat, Chlorsilber etc.), auch im festen Zustand elektrolytisch leiten, während diejenigen, bei denen nach der Methode von F. Kohlrausch keine Spur von Dissoziation in Wasser nachweisbar ist, wie Metalloxyde und -sulfide, wenn man Sauerstoff fern hält, Elektronenleitung besitzen. Die Stellung der Silikate ist noch zweifelhaft; die neuen schönen Versuche von C. Doelter (Sitzb. Wien. Akad. 116. I., Juli 1907) zeigen jedenfalls, daß zwischen der Leitfähigkeit der erstarrten amorphen Schmelze und des festen Kristalls ein erheblicher Unterschied vorhanden ist. Ob feste

1) Nach der interessanten Deutung, die Hr. F. Haber (in einem in Mülhausen gehaltenen Vortrag) seinen Versuchen gibt, scheint Porzellan wie die Gläser elektrolytisch zu leiten. Doch scheinen mir die neueren und namentlich die früheren Versuche an Porzellan (Zeitschr. f. anorg. Chem. 51, 245 u. 289, 1906) auch eine andere Erklärung zuzulassen. Mischungen von Oxyden, die nicht ausgesprochenen Salzcharakter haben, leiten wie a. a. O. dargelegt, primär nicht elektrolytisch, sondern durch Elektronen metallisch; nur die Verunreinigungen bewirken geringe Elektrolyse.

2) Vgl. Literatur loc. cit. Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1907.

kristallisierte Silikate Elektronenleitung besitzen, können erst Versuche lehren.

Zusammenfassung.

1. Es wurden feste kristallisierte Elemente und Verbindungen untersucht, die keine Polarisation größer als $\frac{1}{10000}$ V. zeigen und die dem Gesetz von Ohm folgen.

Nach dem Widerstandsgesetz, das sich aus der Hypothese der Elektronendissoziation ableiten läßt, war daher für diese Substanzen ein Zeichenwechsel des Temperaturkoeffizienten für eine bestimmte Temperatur und ein Minimalwert des Widerstands zu erwarten. Dieser Minimalwert liegt für Titanmetall, Magnetkies II. Achse und Magnetit innerhalb bequem erreichbarer Temperaturen.

2. Ein kristallisiertes Salz mit ausgesprochenem Salzcharakter, Baryumsulfat, zeigt im Gegensatz zu den Elementen und den Verbindungen ohne Salzcharakter, elektrolytische Leitung und Polarisation von 1,09 Volt gegen Goldelektroden.

(Eingegangen 26. Februar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

E. Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. gr. 8. X u. 250 S. mit 197 Figuren. Leipzig, Veit & Co. 1907. M. 11,—.

In der jungen Technik der drahtlosen Telegraphie ist sehr bald das Bedürfnis nach der einwandfreien und gleichzeitig schnellen Messung derjenigen Variablen entstanden, von deren richtiger Wahl ihre gute Wirksamkeit abhängig ist. Die vorliegende Zusammenstellung behandelt die Methoden und Instrumente, die von den verschiedensten Forschern und Firmen zum Messen der Frequenz und der Dämpfung vorgeschlagen oder ausgeführt sind, und die ausnahmslos auf der Verwertung des Resonanzprinzips beruhen. R. Rüdenberg.

J. Noebels, A. Schluckebier und O. Jentsch, Telegraphie und Telephonie. 2. Auflage. (Handbuch der Elektrotechnik. XII. Band.) Lex. 8. XXIV u. 896 S. mit Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1907. Gebunden M. 30,—

Die Herausgabe einer zweiten Auflage dieses wertvollen Werkes spricht von selbst für seine Bedeutung. Allen Fortschritten die auf diesen lebhaft voranschreitenden Gebieten in den letzten Jahren gemacht wurden, ist in ausgedehntem Maße Rechnung getragen, so daß es vollauf auf der Höhe der Zeit steht.

R. Rüdenberg.

O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie. Einführung in die Theorie und Praxis. (Telegraphen- und Fernsprechtechnik. Nr. II.) gr. 8. IX u. 169 S. mit 139 Abbildungen und 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 6,—, gebunden M. 7,—

Das Buch ist vortrefflich geeignet, eine Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie nach ihrer physikalischen und technischen Seite zu geben. Die Grundlagen des Gebietes sind in klarer und anschaulicher Weise erläutert; der wichtigste Prozeß, die Ausstrahlung elektrischer Wellen, hätte vielleicht quantitativ etwas eingehender gewürdigt werden können, um der Beschreibung der übrigen Erscheinungen ebenbürtig an die Seite treten zu können.

R. Rüdenberg.

F. Hoppe, Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? Aus der Praxis für die Praxis. 4. vervollständ. Auflage. 8. XV und 439 S. mit 37 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. Gebunden M. 5,50.

Das Büchlein enthält ungefähr alles an Preisen, Gewichten und technischen Zahlenwerten nebst zugehörigen Erläuterungen, was ein Praktiker beim Entwurfe neuer Anlagen braucht. Daß es in wenigen Jahren 4 starke Auflagen erlebte, ist das sicherste Zeichen für seine Beliebtheit. R. Rüdenberg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Erlangen Dr. Emil Hilb für Mathematik.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Max Abraham zum ord. Professor der mathematischen Physik an der University of Illinois, der Regierungsbaumeister Dr.-Ing. G. W. Köhler an die Technische Hochschule Darmstadt für die neuerrichtete Professur für Hebemaschinen und Förderanlagen.

Ernannt: Der Dozent an der Technischen Hochschule Berlin Prof. Dr. Wilhelm Wedding zum etatsmäßigen Professor für theoretische Elektrotechnik daselbst.

Verliehen: Dem ord. Professor der Astronomie an der Universität Kiel Dr. Paul Harzer und dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle Dr. Georg Cantor der Titel Geheimer Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität Edinburgh Alexander Crum Brown.

Gestorben: Der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Berlin Dr. U. Behn, der Professor der Chemie Terier in Paris im Alter von 71 Jahren, der Seniorchef der Firma Max Kohl (Werkstätten für Präzisionsmechanik und Elektrotechnik) Stadtrat Max Kohl in Chemnitz.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.